Environnement Canada
Environment Canada

La circulation des eaux du lac Ontario au cours de l'été 1982 et de l'hiver 1982–1983

T.J. Simons et W.M. Schertzer

ÉTUDE Nº 171, SÉRIE SCIENTIFIQUE

INSTITUT NATIONAL DE RECHERCHE SUR LES EAUX
DIRECTION DE LA RECHERCHE SUR LES LACS
CENTRE CANADIEN DES EAUX INTÉRIEURES
BURLINGTON (ONTARIO) 1989

(Available in English on request)

89-06379/

Publié avec l'autorisation
du ministre de l'Environnement

©Ministre des Approvisionnements et
Services Canada 1989

N° de cat. En 36-502/171F

ISBN 0-662-95601-X

Table des matières

		Page
RÉSUMÉ		v
ABSTRACT		vi
1.	OBJET DE L'ÉTUDE ET RÉSUMÉ DES RÉSULTATS	1
	1.1 Introduction	1
	1.2 Programme expérimental	3
	1.3 Résultats de l'étude d'été	5
	1.4 Résultats de l'étude d'hiver	6
	1.5 Remerciements	6
2.	ÉTUDE D'ÉTÉ : TRANSECT NORD-SUD	10
	2.1 Vent et tension du vent	10
	2.2 Ondes superficielles	11
	2.3 Température	14
	2.4 Courants	15
	2.5 Réaction des eaux du lac au vent	18
3.	ÉTUDE D'ÉTÉ : RIVE NORD	59
	3.1 Variation des températures et des courants le long de la rive	59
	3.2 Un modèle simple de courant ascendant littoral	60
	3.3 Stratification et topographie dans les eaux littorales	62
	3.4 Réponse du modèle bicouche aux ondes de vent littorales	64
	3.5 Réponse du modèle bicouche au vent observé	67
	3.6 Modèle de température à plusieurs niveaux	72
4.	ÉTUDE D'HIVER : TRANSECT NORD-SUD	89
	4.1 Mesure des courants	89
	4.2 Calculs du transport	90
	4.3 Dynamique des circulations des grandes étendues d'eau.	93
	4.4 Modèles numériques	94
	4.5 Résolution du modèle	96
	4.6 Fluctuations à court terme des courants	99
	4.7 Circulations à long terme	102
	4.8 Analyse	105
	4.9 Conclusions	107

Table des matières (suite)

		Page
5.	ÉTUDE D'HIVER : RIVE NORD	127
	5.1 Introduction	127
	5.2 Analyse de séries chronologiques	127
	5.3 Analyse spectrale	129
	5.4 Modèles empiriques	131
	5.5 Résumé et conclusions	133
RÉFÉRENCES		139

Résumé

À l'occasion de l'Année internationale d'étude des Grands Lacs en 1972, la communauté scientifique a énormément appris sur les mouvements de l'eau du lac Ontario. La plupart des observations effectuées au cours de cette étude ont coïncidé avec la période de stratification thermique des eaux. Bien que pendant l'hiver de 1972-1973, on ait laissé en place un réseau limité de courantomètres dans le centre du lac, la résolution du réseau était trop grossière pour produire une représentation précise des courants en hiver. De plus, dans plusieurs cas, les données recueillies pendant cette période ne concordaient pas avec les prédictions des modèles, notamment celles qui s'appliquaient à la zone littorale en l'absence de stratification thermique. Par conséquent, au terme de l'année d'étude des Grands Lacs plusieurs questions sont restées en suspens tandis que d'autres ont été soulevées pour la première fois.

Durant l'été de 1982 et l'hiver suivant, un vaste programme d'études sur le terrain a été mis sur pied pour répondre à ces questions. On a eu recours à des modèles empiriques et hydrodynamiques pour déterminer les types de mesures expérimentales souhaités et les méthodes d'analyse des données. Cette étude fait l'analyse et la description détaillées de l'inversion des courants littoraux en fonction de la poussée des vents prédominants et de la propagation le long de la rive des perturbations d'origine topographique et baroclinique; des fluctuations du courant d'un bout à l'autre du lac en fonction de la poussée du vent, du relief du fond et des effets de friction et de dispersion en eau peu profonde; et de l'importance relative des effets de la remontée des eaux sous la poussée du vent, des vagues de Kelvin (qui se propagent parallèlement à la rive) et des échanges de faible envergure qui caractérisent les régimes thermiques près de la rive au printemps, en été et à l'automne.

On a démontré que dans le réseau aquatique, la répartition des courants a des effets importants sur la qualité de l'eau ainsi que sur l'acheminement et le devenir des contaminants toxiques.

Abstract

The International Field Year on the Great Lakes (IFYGL) in 1972 provided a wealth of knowledge on water movements in Lake Ontario. During the IFYGL Study, observations were primarily carried out in the stratified season. A limited network of mid-lake current meter stations was maintained during the 1972/73 winter, but the resolution of the array was too thin to provide a clear picture of winter circulation. Furthermore, the IFYGL data was often difficult to reconcile with the model results, particularly in the nearshore zone during the homogeneous season. Thus, the IFYGL Study left a number of questions unanswered while actually raising some new ones.

To address these problems, a major experimental program was carried out in Lake Ontario during the summer of 1982 and the following winter. Hydrodynamical and empirical modeling procedures were employed to design the field program and to analyze the results. This study provides a detailed description and analysis of nearshore current reversals related to wind forcing and alongshore propagation of topographic and baroclinic wave phenomena; cross-lake variations of currents in terms of wind forcing, cross-lake depth variations, and effects of friction and diffusion in shallow water; and the relative effects of wind-induced upwelling, alongshore Kelvin waves, and small-scale mixing on the nearshore thermal regime in spring, summer and fall.

The current distributions are shown to have strong implications on water quality and toxic contaminants fate and pathways in the aquatic system.

Objet de l'étude et résumé des résultats

1.1 Introduction

Dans les Grands Lacs, tout comme dans les océans, ce sont les zones littorales qui intéressent le plus le grand public. Il n'est donc pas étonnant que les travaux de recherche actuels, limnologiques et océanographiques, mettent beaucoup l'accent sur la physique et la biochimie de ces zones. Bien qu'il existe de nombreux modèles conceptuels et théoriques de la dynamique des eaux littorales, il reste difficile d'identifier les effets relatifs des différents processus et forces mis en jeu dans une situation particulière et, de ce fait, d'élaborer un modèle déterministe qui soit approprié.

La circulation des lacs de grande superficie est complexe, variant dans l'espace et le temps. La mesure détaillée de ces circulations exigerait la mise en place de courantomètres enregistreurs à de nombreux endroits et à diverses profondeurs, ce qui n'est pratiquement pas possible. C'est pourquoi dans le passé, les études portant sur la circulation des lacs ont en général reposé sur un réseau peu dense d'instruments couvrant tout le lac et dont les vides étaient remplis par interpolation et par modélisation hydrodynamique (voir p. ex. Pickett, 1976). Bien que les modèles de circulation des lacs de grande superficie semblent simuler adéquatement la réponse des courants aux impulsions de vents violents, leur fiabilité globale est moins impressionnante (Allender, 1977; Simons, 1980; Schwab, 1983). Il est clairement souhaitable d'élaborer un programme de mesure qui permette une interpolation non ambiguë des données entre les instruments et une vérification de la conservation de la masse. Cela suppose un réseau haute résolution de courantomètres dans au moins une section transversale d'un lac.

Afin de résoudre ces problèmes, un programme expérimental important a été réalisé dans le lac Ontario au cours de l'été 1982 et de l'hiver suivant. Des méthodes de modélisation hydrodynamique et empirique ont été utilisées pour concevoir le programme et pour analyser les résultats. L'étude du lac Ontario réalisée en 1982-1983 visait à atteindre les objectifs suivants :

1) Établir un lien entre les inversions de courants littoraux et la poussée des vents et la propagation le long de la rive d'ondes topographiques et baroclines.
2) Analyser à l'échelle du lac les variations des courants en fonction de la poussée des vents, des variations de la profondeur et des effets du frottement et de la diffusion en eau peu profonde.
3) Déterminer les effets relatifs des remontées d'eau provoquées par le vent, des ondes littorales de Kelvin et du brassage à petite échelle sur le régime thermique littoral au printemps, en été et en automne.

4) Analyser l'incidence des échanges de masse entre le littoral et le large sur les fluctuations saisonnières des nutriments et sur les autres paramètres de la qualité de l'eau dans la zone littorale.
5) Établir les bilans massiques des nutriments dans la zone littorale à l'aide de données d'observation des taux de transformation biochimique.
6) Déterminer les caractéristiques saisonnières du panache de la rivière Niagara au printemps, en été et en automne pour appuyer des études portant sur les contaminants toxiques et d'autres relevés biochimiques réalisés dans cet endroit.

La présente étude se limite aux trois premiers objectifs et, en particulier, à la dynamique des eaux littorales le long de la rive nord du lac Ontario et des variations de la température et des courants enregistrées au large le long d'un transect nord-sud. Un rapport sur la dynamique du panache de la rivière Niagara a déjà été publié par Murthy et coll. (1984). Pour atteindre les quatrième et cinquième objectifs, un programme de surveillance biochimique portant sur l'évaluation des nutriments dans le lac Ontario a été mis en oeuvre. Les voies empruntées par les contaminants toxiques dans le panache de la rivière Niagara ont été analysées dans le cadre d'un programme concurrent «Opération Niagara».

Une manne d'informations sur le mouvement des eaux du lac Ontario ont été recueillies en 1972, l'Année internationale d'étude des Grands Lacs (AIEGL). Pour une bibliographie complète et une analyse détaillée des résultats du programme, il faut se reporter à Saylor et coll. (1981). L'étude de l'AIEGL a surtout porté sur la période de stratification thermique des eaux, et les observations littorales ont été faites durant cette période. Bien qu'un réseau de courantomètres ait été maintenu au milieu du lac au cours de l'hiver suivant, ce réseau n'était pas suffisamment dense pour fournir un aperçu détaillé de la circulation en hiver. De plus, il a souvent été difficile de faire concorder les données de courantomètre avec les résultats des modèles disponibles. Par conséquent, l'étude de l'AIEGL n'a pas permis de répondre à certaines questions; elle en a même suscité de nouvelles.

L'une des observations les plus étonnantes faites au cours de l'année d'études de 1972 a été de constater qu'un fort courant longe vers l'est la rive sud du lac Ontario. Au cours de la période de stratification thermique des eaux, ce courant limite faisait partie de la circulation lévogyre de l'ensemble du lac associée à une eau généralement plus chaude dans les zones littorales (Saylor et coll., 1981). Les observations limitées qui ont été faites au cours de l'hiver de 1972-1973 ont indiqué que ce courant persistait en l'absence de stratification thermique, mais l'origine et l'étendue du phénomène restent incertains. Les mesures de 1982-1983 qui seront traitées dans le présent rapport donnent une description beaucoup plus détaillée de cet écoulement vers l'est, le long de la rive sud du lac Ontario. De plus, ces mesures montrent comment cet écoulement est équilibré par un écoulement vers l'ouest au centre du lac.

1.2 Programme expérimental

Le programme d'été de l'étude de 1982-1983 du lac Ontario s'est échelonné sur une période de quatre mois, soit du début de mai à la fin d'août 1982. Des séries chronologiques continues de données sur les températures, les courants, les vents et les vagues ont été recueillies pendant cette période au moyen de huit profileurs de température fixes, de quelque quarante courantomètres, de quatre bouées météorologiques sur le lac, d'un certain nombre de stations météorologiques sur la rive et d'un enregistreur de vagues. La plupart des instruments étaient situés le long d'une section transversale du lac entre Port Hope (Ontario) et Point Breeze (New York). Deux transects littoraux ont été établis à des distances de 30 km à l'est et à l'ouest du transect principal. Des courantomètres supplémentaires ont été amarrés le long d'un transect allant de la rivière Niagara à Toronto, dans le cadre de l'étude de la rivière Niagara (Murthy et coll., 1984). Il ne sera pas tenu compte de ces derniers dans le présent rapport.

Tableau 1.1 Points d'amarrage des courantomètres ayant recueilli des données complètes pendant la période du 6 mai au 30 août 1982. Les enregistrements partiels sont indiqués entre parenthèses

Station	Distance de la rive nord (km)	Profondeur d'eau (m)	Profondeur des instruments (m)	
C1	5.4	29	10	28
C2	8.0	54	10	53
C3	14.3	76	(10)	30 75
C4	21.0	100		30,50 99
C5	23.6	112	10	111
C6	30.5	146	10	145
C7	38.6	177	(10)	30 176
C8	47.5	170	10	169
C9	55.8	93	(10)	92
C10	57.4	75	10	74
C11	59.3	52	10	
C12	61.6	31	(10)	30
Rive Sud	64.2			
E1	4.7	31		30
E2	11.3	51	10	50
E3	17.3	80	(10)	79
E4	26.0	110		109
W1	4.0	32		31
W2	8.0	53		52
W3	15.0	80	10	79
W4	22.2	109	(10)	(108)

La partie supérieure de la figure 1.1 montre l'emplacement du transect principal, des deux transects littoraux et du réseau de stations météorologiques. La partie inférieure de la figure 1.1 montre le profil en profondeur de la section transversale centrale, les courantomètres étant identifiés par des points noirs, et les profileurs de température fixes, par des lignes verticales. L'emplacement au large des points d'amarrage des courantomètres et les profondeurs de mesure sont donnés au tableau 1.1. Cependant, seules les stations ayant recueilli des données complètes ou substantielles sont indiquées. Les courantomètres ont été en fait placés à 10 m de profondeur au-dessus de leur point d'amarrage mais, comme l'indique le tableau 1.1, nombre de ces instruments n'ont pas recueilli de données utiles tandis que d'autres n'ont produit que des enregistrements partiels.

Tableau 1.2 Liste des courantomètres ayant recueilli des données complètes dans le réseau littoral (haut du tableau) et dans le réseau transversal (bas du tableau), du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983

Station	A1	A2	A3	A4	A5	A6	A7
Distance le long de la rive (km)	0	16	33	49	64	79	94
Profondeur de sondage (m)	49	50	54	51	51	51	50
Profondeur des courantomètres (m)	12		12	12			12
	48	49		50	50	50	49

Station	Distance de la rive nord (km)	Profondeur d'eau (m)	Profondeur des instruments (m)		
C1	5.2	28	12		
C2	8.3	54	12		53
C3	15.1	74	12		73
C4	21.7	100	12		99
C5	24.0	112	12	50	111
C6	30.7	147	12	50	146
C7	40.2	180	12	50	179
C8	47.4	171	12	50	170
C9	55.6	95	12	50	94
C10	57.3	74			73
C11	59.2	52			51
C12	61.4	29	12		28
Rive sud	64.2				

Au cours de l'hiver 1982-1983, des courantomètres ont été disposés selon deux réseaux, le premier suivant l'isobathe de 50 m le long de la rive nord, le second traversant le lac, de Port Hope (Ontario) à Point Breeze (New York) (haut de la figure 1.2). Des courantomètres ont été placés à 12 m de la surface et à 1 m au-dessus du fond, et quelques-uns à des profondeurs intermédiaires dans le réseau traversant le lac (bas de la figure 1.2). Pendant la période de mesure mesure de 140 jours, du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983, 34 enregistrements complets ont été recueillis. La distance entre les stations ainsi que les profondeurs de mesure sont présentées au tableau 1.2, et la bathymétrie de la zone à l'étude est illustrée à la figure 1.3.

1.3 Résultats de l'étude d'été

Les données sur les courants et les températures relevées le long de la rive nord du lac Ontario corroborent les prévisions sur l'effet de la poussée des vents. Le vent longeant la rive provoque un courant le long du littoral et déplace l'eau superficielle sur la droite de la direction du vent, causant ainsi une remontée d'eau lorsque les vents soufflent de l'ouest et une descente d'eau lorsqu'ils soufflent de l'est. Les remontées ou descentes provoquées par le vent se produisent plus ou moins simultanément tout au long de la rive nord étant donné que le champ de vent est plutôt uniforme sur tout le lac. Cependant, la relaxation de la thermocline après une tempête a tendance à se propager d'est en ouest sous la forme d'une onde de Kelvin interne. Cette onde peut être accompagnée de courants forts.

On utilise les données sur la température pour comparer les différents modèles de simulation de la réponse des eaux littorales stratifiées à la poussée des vents. L'évaluation du couplage des effets barocline et topographique dans la zone à l'étude révèle que ce couplage est la cause de changements importants dans la vitesse de propagation des ondes longeant la rive. D'après les résultats obtenus, il faut tenir compte des variations littorales dans l'élaboration d'un modèle de remontées; c'est la raison pour laquelle ces modèles sont intrinsèquement tridimensionnels. Les résultats des modèles à deux couches classiques concordent avec ceux des modèles de température à plusieurs niveaux.

Des données sur la température recueillies dans la section transversale nord-sud du lac Ontario sont interpolées afin de déterminer les distributions des températures moyennes de deux jours pour la période du 9 mai au 28 août 1982. La stratification du lac est représentée depuis la formation de la barrière thermique au printemps jusqu'à l'établissement de la thermocline d'été à la grandeur du lac. En été, les variations de température sont marquées par des remontées et des descentes d'eau provoquées par le vent.

Des données recueillies par courantomètre dans la section nord-sud montrent que les courants sont très uniformes entre la

thermocline et le fond. Des courants limites persistent tout au long de la saison. Le long de la rive nord, l'eau s'écoule d'est en ouest, tandis que le long de la rive sud, les courants circulent d'ouest en est.

1.4 Résultats de l'étude d'hiver

Des données d'observation des vents et des courants recueillies le long de la rive nord du lac Ontario sont analysées afin d'évaluer les effets de la propagation des ondes topographiques sur les courants dus aux vents. Les corrélations croisées décalées et les fonctions spectrales de transfert établies entre les vents et les courants permettent de corroborer le mécanisme de réponse de résonance des ondes topographiques en présence de frottement de fond. Les modèles de fonctions de transfert dans le domaine temporel permettent d'expliquer de 70 % à 80 % de la variance des courants observés.

Dans la section nord-sud, les fluctuations des courants littoraux sont fortes et, correspondent en général, aux variations du vent, tandis que les courants en eau profonde ont tendance à s'écouler dans la direction opposée et à être très uniformes verticalement. Les courants moyens dans le temps sont caractérisés par un écoulement maximal vers l'est le long de la rive sud, compensé par un écoulement vers l'ouest dans la partie centrale de la section; cependant, le déplacement net près de la rive nord tend vers zéro. Le déplacement total dans la zone d'écoulement vers l'est est dix fois plus élevé que le déplacement hydraulique associé à l'écoulement de la rivière Niagara et du fleuve Saint-Laurent. Étant donné que 10 % seulement de cet écoulement peut sortir du lac par le Saint-Laurent, 90 % de l'eau en provenance de la rivière Niagara doit être recirculé.

Les données des courantomètres sont utilisées pour évaluer le rendement des modèles de circulation à différentes échelles temporelles. Dans cette étude, on tire avantage des données haute résolution pour vérifier s'il y a conservation du déplacement total d'eau dans la section transversale. Les résultats indiquent qu'un modèle hydrodynamique linéaire type peut reproduire les circulations à court et moyen termes provoquées par les variations du vent, mais qu'il faut inclure des effets non linéaires pour simuler les configurations des courants saisonniers.

1.5 Remerciements

Le programme de mesure a été planifié et coordonné par J.A. Bull, C.R. Murthy et F.M. Boyce; les données recueillies ont été traitées par J.A. Bull, F. Chiocchio, M.F. Kerman et D.B. Robertson; et les données de satellite ont été fournies par A. Condal et G. Irbe du Service de l'environnement atmosphérique. M.A. Donelan a fourni le programme de prévision des ondes, et A.H. El-Shaaravi et D.C.L. Lam ont été consultés au sujet de la conception des modèles empiriques.

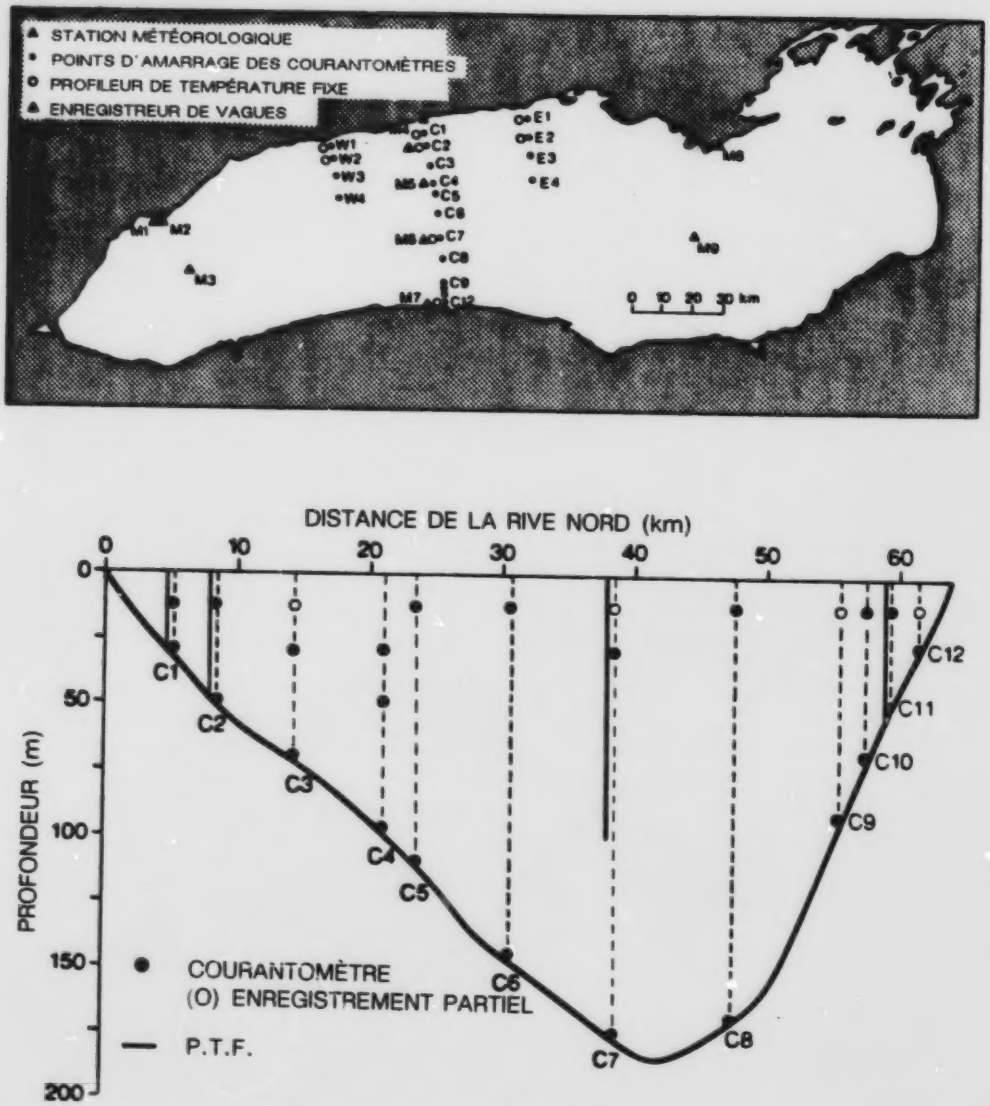
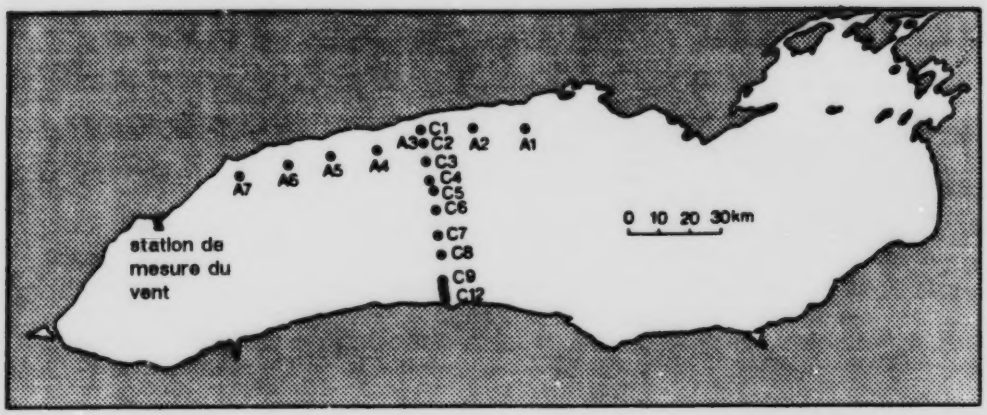


Figure 1.1 Emplacement des courantomètres, des profileurs de température fixes, des stations météorologiques et de l'enregistreur de vagues dans le lac Ontario, du 6 mai au 30 août 1983.



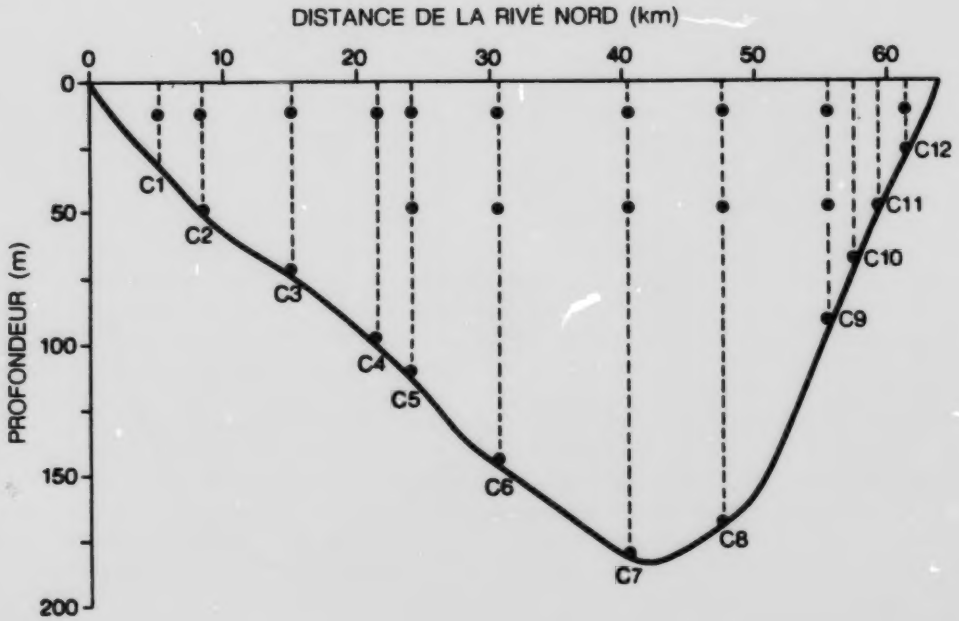


Figure 1.2 Emplacement des courantomètres dans le lac Ontario, du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983.

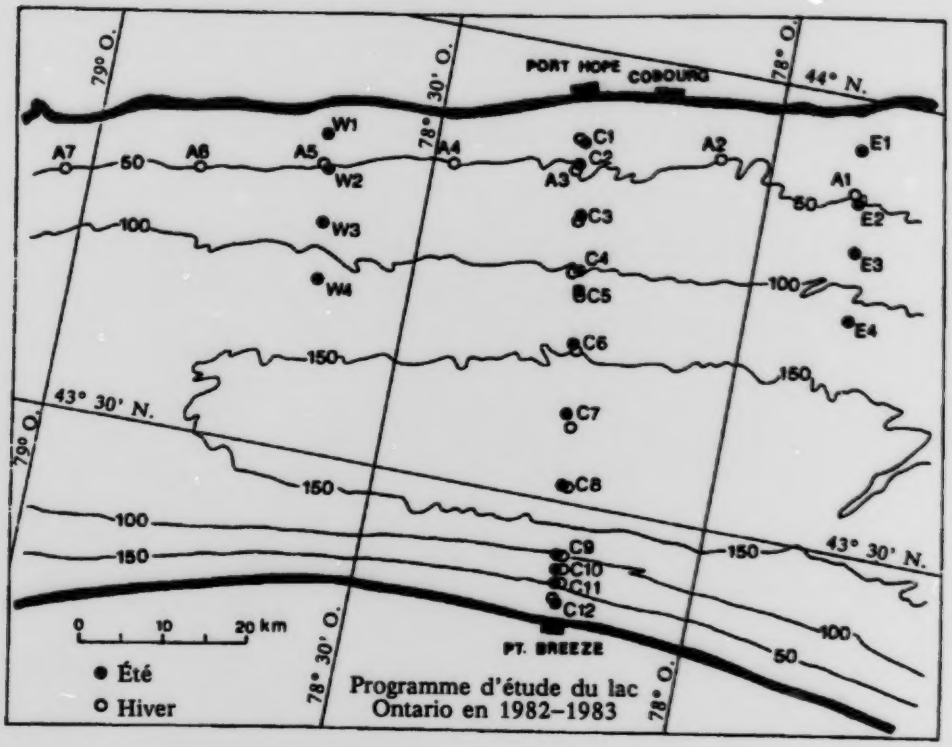


Figure 1.3 Topographie du lac Ontario dans la zone du programme d'étude de 1982-1983.

Étude d'été : transect nord-sud

2.1 Vent et tension (ou force d'entraînement) du vent

Dans le cadre du programme d'étude sur le terrain réalisé en 1982, quatre bouées météorologiques ont été disposées sur le lac Ontario, et quatre stations météorologiques, établies sur les rives du lac, soit à Toronto, à Port Hope et à Point Petre en Ontario, et à Point Breeze dans le New York. De plus, des données sur le vent sont recueillies couramment à l'aéroport de l'île de Toronto. L'emplacement de ces stations est indiqué à la figure 1.1.

Puisque les systèmes météorologiques sont en général beaucoup plus étendus que le lac Ontario, le champ de vent au-dessus du lac devrait être relativement uniforme. Pour vérifier cette hypothèse, on a comparé les valeurs horaires de la vitesse et de la direction du vent de chaque station avec celles de la station centrale M5. Pour éliminer les directions douteuses par vent faible, on n'a comparé que les directions des vents de vitesse supérieure à 3 m/s (environ 10 km/h). Les résultats obtenus pendant la période du 6 mai au 30 août 1982 sont présentés sous la forme de diagrammes de dispersion aux figures 2.1 et 2.2. En outre, on a calculé les écarts entre les valeurs horaires de la vitesse et de la direction des vents observées à chaque station et celles mesurées à la station centrale. Ces écarts sont présentés sous la forme de fonctions de distribution à la figure 2.3.

L'analyse des figures 2.1 et 2.3 fait ressortir que la direction du vent a une tendance lévogyre dans l'ouest du bassin et une tendance dextrogyre dans l'est du bassin. La station de l'île de Toronto (M2) fait exception à cette règle comme en fait foi la déviation dextrogyre systématique de la direction du vent par rapport à la station riveraine voisine M1. L'angle de déviation est d'environ 50°. Quant aux vitesses de vent indiquées aux figures 2.2 et 2.3, les plus fortes déviations ont été observées à la station de Port Hope (M4), cette station produisant des sous-estimations systématiques de la vitesse du vent.

La tension du vent à la surface de l'eau a été calculée de la façon classique, soit à partir du carré de la vitesse du vent. Le coefficient de traînée utilisé était de 1.2×10^{-3} pour les vitesses inférieures à 10 ms^{-1}, augmentant linéairement de 1.2×10^{-3} à 2.4×10^{-3} pour les vitesses allant de 10 à 20 ms^{-1}, et de 2.4×10^{-3} pour les vitesses plus élevées. La tension du vent a été décomposée en une composante parallèle à la rive et une composante dirigée vers la rive. La direction de la rive a été prise comme étant l'orientation générale de la rive nord du lac Ontario (80° vers la droite par rapport au nord).

Des séries chronologiques de ces composantes de la tension du vent sont présentées aux figures 2.4 et 2.5. Puisque la présente étude ne traite pas des variations à court terme du vent et des courants, les données ont été lissées au moyen d'un filtre numérique afin d'éliminer les fluctuations de période inférieure à deux jours.

Des spectres d'énergie et des interspectres de la tension du vent ont été calculés par la méthode de la covariance avec retard, retard ne dépassant pas 23.4 jours, soit un cinquième de la durée record totale de 117 jours. On a obtenu pour des fractions de la période maximale de 46.8 jours des estimations spectrales qui ont été lissées par Hanning. Les spectres d'énergie des deux composantes de la tension du vent et de la somme des composantes sont présentés à la figure 2.6. Ils révèlent une diminution graduelle de la densité d'énergie à mesure qu'augmente la fréquence, à l'exception d'un large pic pour des périodes d'environ une semaine. L'énergie du vent est relativement uniforme sur tout le lac, sauf à la station de Port Hope (M4).

La figure 2.7 montre les spectres de rotation du vent. Les coefficients de rotation sont représentés par des lignes tiretées et l'orientation des ellipses par des lignes continues. Par convention mathématique, l'orientation des ellipses est mesurée par rapport à la direction du littoral, les valeurs positives indiquant une rotation dextrogyre. Les résultats indiquent un déplacement dextrogyre de la direction des vents dominants de l'extrémité est à l'extrémité ouest du lac. Cette courbure du champ de vent est prévisible car le centre des systèmes de pression atmosphérique se situe au sud du lac Ontario. La station de l'île de Toronto (M2) a enregistré une déviation dextrogyre systématique d'environ 50° par rapport à la station voisine qui se trouve sur la rive (M1).

La figure 2.8 présente la cohérence entre les différentes stations du réseau météorologique et la station centrale (M5). Comme prévu, la cohérence est plus élevée entre les stations se trouvant sur l'eau, y compris celle de l'île de Toronto. C'est entre Port Hope (M4) et la station centrale (M5), malgré leur proximité, que l'on observe la plus faible cohérence. La figure 2.8 montre également les rapports d'amplitude des tensions de vent en fonction de la fréquence, en utilisant une fois de plus la station centrale comme point de référence. Ces rapports d'amplitude indiquent clairement que la vitesse du vent est uniforme sur tout le lac, que cette vitesse est très réduite à Port Hope (M4) et relativement faible à la station de la plage de Toronto (M1).

2.2 Ondes superficielles

Selon Donelan (1978, 1982), la traînée du vent à la surface d'un lac dépend du champ de vagues de sorte que la tension est importante lorsque les vagues se forment, mais diminue lorsque le champ de vagues s'est ajusté au vent. Pour appliquer cette théorie à des modèles des courants littoraux et de la circulation des lacs, il faut calculer les ondes superficielles puisqu'il est impossible d'observer en détail le champ de vent. Donelan (1977) a mis au point une méthode de

prévision des vagues et a réussi à prévoir à posteriori des vagues observées sur le lac Ontario. Le même modèle a été vérifié par Schwab et coll. (1984) à partir de données du lac Érié. Dans la présente étude, le modèle sera vérifié à partir des observations des vagues faites à la station C2 (figure 1.1).

Les modèles numériques de prévision des vagues peuvent se diviser en deux catégories : les modèles spectraux et les modèles paramétriques. Les modèles spectraux traitent des fréquences discrètes du spectre d'énergie, tandis que les modèles paramétriques présupposent une certaine forme spectrale et prévoient quelques paramètres de vague tels que la hauteur caractéristique et la période de pointe. En général, ces deux types de modèles se fondent sur des considérations liées à l'énergie. Le modèle mis au point par Donelan (1977) est un modèle paramétrique qui permet toutefois de calculer la qualité de mouvement des vagues plutôt que le transport d'énergie. Il tient également compte d'un champ de vagues fossile laissé par un vent très variable. Ce modèle est traité par Donelan (1977) et Schwab et coll. (1984).

Le modèle prévoit le champ de vagues en chacun des points d'une grille bi-dimensionnelle couvrant tout le lac. Dans le cas présent, on a utilisé une grille de 20 km de maille, et le modèle a été appliqué aux valeurs horaires des vents recueillies sur le lac (figure 1.1). Le modèle a été expérimenté de façon continue du 8 mai au 29 août 1982, et les données de la station C2 (figure 1.1) ont été comparées avec des observations locales de trois heures des vagues.

Des séries chronologiques de valeurs calculées et observées de la hauteur significative et de la période de pointe des vagues sont comparées aux figures 2.9 et 2.10. Le tableau 2.1 présente des comparaisons statistiques. Le coefficient de corrélation de la hauteur des vagues est égal à 0.84 tandis que celui trouvé par Schwab et coll. (1984) varie entre 0.88 et 0.93. La pente de la droite de régression des hauteurs calculées sur les hauteurs observées est de 0.86, comparativement aux valeurs de 0.68 à 0.99 trouvées par les auteurs susmentionnés. Bien que ces données laissent supposer que le modèle sous-estime la hauteur des vagues, il est à noter que la droite de régression des hauteurs observées sur les hauteurs calculées a une pente de 0.82, indiquant ainsi que le modèle surestimerait la hauteur des vagues. En effet, comme l'indique la pente de la fonction d'estimation du maximum de vraisemblance, le rapport de la hauteur des vagues calculée à celle observée est de 1.03, ce qui montre que la prévision de la hauteur des vagues est exacte (figure 2.9).

Ne sont mesurées que les périodes de vague supérieures à deux secondes. C'est pourquoi les périodes calculées inférieures à deux secondes ont été exclues des calculs statistiques du tableau 2.1. Le coefficient de corrélation de 0.75 se compare à ceux de 0.72 à 0.81 trouvés par Schwab et coll. (1984), tandis que la pente de la droite de régression des périodes de pointe calculées en fonction de celles qui ont été observées est de 0.57, comparativement aux valeurs de 0.69 à

0.77 trouvées par les mêmes auteurs. D'autre part, la droite de régression des périodes observées en fonction des périodes calculées a une pente de 0.98. Par conséquent, la fonction d'estimation du maximum de vraisemblance a une pente de 0.70, indiquant qu'elle sous-estime la période des vagues (figure 2.10).

La figure 2.11 présente les diagrammes de dispersion relatifs à la comparaison de la direction calculée des vagues et de la direction du vent, et à la comparaison des valeurs calculées et observées de la hauteur et de la période des vagues. Dans le coin supérieur droit de la même figure, il y a une fonction de distribution de la direction des vents. Étant donné que la qualité des prévisions des vagues peut dépendre de la direction du vent par rapport à la rive adjacente, les résultats du modèle ont été analysés séparément par secteur de 45° de la direction du vent. Les coefficients de corrélation correspondants sont présentés à droite dans la figure 2.11. Ces coefficients sont supérieurs à la moyenne pour les vents du sud-est (directions entre 240° et 330°), indiquant que le rendement du modèle s'améliore avec le fetch.

Tableau 2.1 Comparaison des valeurs calculées et observées de la hauteur et de la période de pointe des vagues, lac Ontario, du 8 mai au 29 août 1982

		Hauteur des vagues (m)	Période de pointe (s)
Nombre de points de données		589	367
Moyenne observée		0.26	3.28
Écart type		0.23	0.81
Moyenne calculée		0.34	2.84
Écart type		0.24	0.62
Coefficient de corrélation		0.84	0.75
Droite de régression :			
Calculée vs observée	pente	0.86	0.57
	ordonnée à l'origine	0.12	0.96
Observée vs calculée	pente	0.82	0.98
	ordonnée à l'origine	-0.02	0.50
Maximum de vraisemblance (calculée vs observée)	pente	1.03	0.70
	ordonnée à l'origine	0.07	0.54

2.3 Température

Dans la présente section, il est question des distributions de température dans la section nord-sud du lac Ontario, pendant la période allant du début mai à la fin d'août 1982. Pendant cette période, des séries chronologiques continues de températures ont été enregistrées par quatre profileurs de température fixes et 24 courantomètres situés dans le transect reliant Port Hope à Point Breeze (figure 1.1). De plus, des données sur les températures de surface ont été recueillies par satellite pendant les jours sans nuages. Un échantillon de ces observations est présenté dans les figures 2.12 et 2.13. Les variations temporelles de l'isotherme de 10°, mesurées par les profileurs de température fixes situés sur la rive nord, au milieu du lac et sur la rive sud, respectivement, sont présentées dans le bas de la figure 2.14. Le haut de la figure 2.14 montre la composante est de la tension du vent. Puisque le transport de surface a tendance à se situer à la droite du vent, la composante est-ouest du vent est principalement responsable des courants ascendants et descendants observés le long des rives nord et sud. La figure 2.14 montre clairement que dans des eaux littorales opposées, la thermocline se déplace dans des directions contraires sous l'effet du vent.

Pour décrire le cycle de stratification, on a préparé des distributions de températures moyennes de deux jours pour la section nord-sud du lac Ontario. Pour ce faire, on a procédé en deux étapes. La première a consisté à établir des profils verticaux de température aux points d'amarrage des courantomètres à partir des profils des profileurs de température fixes voisins. Dans la figure 2.15, ces profils supplémentaires sont représentés par des lignes tiretées et, comme à la figure 1.1, les profileurs de température fixes sont indiqués par des lignes continues, et les courantomètres par des cercles noirs. La figure 2.15 montre aussi l'emplacement de cinq stations où des analyses biochimiques ont été réalisées en 1982.

Pour obtenir les profils de température supplémentaires aux points d'amarrage des courantomètres, on a adopté la forme du profil mesuré par un profileur de température voisin et on a déplacé ce profil vers le haut ou vers le bas afin que les températures correspondent à celles mesurées par les courantomètres. C'est ainsi que 10 profils verticaux de température ont été obtenus pour la section transversale.

La seconde étape a consisté à interpoler la température horizontalement entre des profils de température. Cette interpolation a été réalisée à des intervalles verticaux de 1 m entre la surface et le niveau de 30 m, en utilisant un programme informatique objectif. Les figures 2.16 à 2.22 montrent les distributions de température résultantes sous la forme d'isothermes à des intervalles de deux degrés. Pour faciliter la consultation, les cinq stations biochimiques ont été indiquées par des triangles sur l'axe des abscisses.

Comme le révèle la figure 2.16, le début du programme de mesure a coïncidé avec le début de l'épisode de barrière thermique près de la

rive nord. Avant le milieu de mai, les eaux longeant la rive nord s'étaient stratifiées et, avant la fin de mai (figure 2.17), celles longeant la rive sud, beaucoup plus abrupte, l'étaient aussi. Au cours du mois de juin (figures 2.17 et 2.18), la stratification dans les zones littorales a augmenté graduellement, tandis qu'au large, l'eau est demeurée sous les 4°C de sorte qu'elle a continué de subir un brassage vertical complet.

En plus d'une stratification croissante, les eaux littorales ont subi des fluctuations périodiques de température dues à des inversions de vent. Dans la dernière partie de juin, le temps a été caractérisé par une série de vents violents de l'ouest (figure 2.14). La dérive d'Ekman vers le sud qui en a résulté a causé une remontée d'eau froide près de la rive nord et une accumulation d'eau chaude près de la rive sud. La poussée aurait été si persistante que l'eau chaude de la rive nord se serait éloignée de la rive et aurait fini par atteindre le centre du lac (figure 2.19). À ce moment, une bande étroite du lac était encore l'objet d'un brassage si complet qu'elle séparait l'épilimnion de la partie septentrionale du lac de l'eau chaude le long de la rive sud (bas de la figure 2.12). Cette zone d'eau froide s'est rapidement dissipée et, avant le milieu de juillet (figure 2.20 et haut de la figure 2.13), la thermocline s'étendait sur tout le lac.

Au cours du mois d'août, les variations de température ont été dominées par quelques phénomènes éoliens. Au début d'août (figure 2.21), des vents persistants de l'est ont fait graduellement descendre la thermocline près de la rive nord. Une inversion brusque du vent survenue le 9 août (figure 2.14) a fait monter la thermocline à la surface près de la rive nord et l'a enfoncée à plus de 30 m de profondeur le long de la rive sud (bas de la figure 2.21). Des données recueillies par satellite (milieu de la figure 2.13) à la même époque révèlent la présence d'une bande d'eau froide longeant toute la rive nord et d'une zone d'eau chaude dans le sud et dans l'est du lac. Lorsque le vent a cessé de souffler, cette configuration d'eau froide et d'eau chaude a commencé à se déplacer sur le lac dans le sens anti-horaire. La dynamique de ce phénomène sera traitée dans le chapitre 3 du présent rapport. Les 25 et 26 août, la crête de l'onde d'eau chaude a traversé la partie septentrionale de la section transversale comme en témoigne les diagrammes du bas de la figure 2.22 et du bas de la figure 2.13.

2.4 Courants

La présente section porte sur les courants observés dans la section nord-sud du lac Ontario au cours de l'été de 1982. Pour connaître l'emplacement des courantomètres, on se reportera à la figure 1.1 et au tableau 1.1. Tous les courants ont été décomposés en composantes dirigées, d'une part, parallèlement à la rive et, d'autre part, vers la rive. La rive fait un angle de 80° dans le sens horaire par rapport au nord. Par convention, les courants sont positifs lorsqu'ils se dirigent vers l'est, et les courants transversaux sont positifs lorsqu'ils se dirigent vers le nord. Comme la présente étude ne traite pas des fluctuations à court terme, les séries chronologiques

ont été lissées au moyen d'un filtre numérique qui élimine les périodes inférieures à deux jours.

La figure 2.23 montre les composantes parallèles à la rive de tous les courants de fond mesurés dans le réseau nord-sud. Pour faciliter la consultation, la tension des vents littoraux à la station M5 est indiquée au sommet de chacune des figures suivantes. Selon les enregistrements de température, les courantomètres de fond étaient tous situés dans l'hypolimnion ($T < 6°C$), sauf le dernier qui, à l'occasion, était assailli par une descente d'eau de l'épilimnion le long de la rive sud. À l'exception de ces épisodes (indiqués par des tirets dans la dernière série chronologique), les enregistrements des courantomètres successifs concordent bien. La variation nord-sud des courants dans l'hypolimnion tient en général à trois régimes. Aux profondeurs inférieures à 100 m près des deux rives, les courants ont tendance à être fortement liés au vent, tandis qu'au milieu du lac, ils se déplacent en général dans la direction opposée du vent. On observe aussi ces types de courant en automne et en hiver comme il est expliqué dans le chapitre 4.

La figure 2.24 montre les courants de l'hypolimnion à différents niveaux, en trois points d'amarrage. Elle révèle que les courants sont très uniformes dans le sens vertical, y compris les courants mesurés à 1 m au-dessus du fond.

La figure 2.25 montre les composantes littorales de tous les courants observés au niveau de 10 m dans le réseau nord-sud. Les courants proches de la rive sont fortement associés au vent mais les effets de la stratification n'ont été observés que plus tard dans la saison. Ces effets sont plus clairement illustrés aux figures 2.26 à 2.28. La première montre les observations de surface de la température et des courants (lignes continues) ainsi que les observations de fond (lignes tiretées) pour les points d'amarrage en eaux profondes. Dès que la stratification commence, les courants de surface s'écartent des courants de fond. Les données réelles non filtrées des courants de surface indiquent des déplacements inertiels importants et persistants après le début de la stratification.

La figure 2.27 présente les données d'observation de surface (lignes continues) et de fond (lignes tiretées) de la température et des courants littoraux près de la rive nord. Les événements les plus notables sont deux épisodes de descente d'eau survenus en août accompagnés de courants importants vers l'ouest dans la couche supérieure. Chaque épisode de descente d'eau est suivi de remontées accompagnées de courants vers l'est. À noter que les courants vers l'ouest subissent un important cisaillement vertical tandis que les courants vers l'est sont plutôt uniformes à la verticale. Cela s'explique du fait que dans le premier cas la thermocline est située entre les courantomètres supérieur et de fond, tandis que durant la remontée d'eau, les deux courantomètres sont situés dans l'hypolimnion.

La figure 2.28 montre les données d'observation de surface (lignes continues) et de fond (lignes tiretées) de la température et des courants littoraux enregistrées près de la rive sud. Contrairement à ceux de la rive nord, les courants de la rive sud s'écoulent en général vers l'est. Ce fait peut être attribuable à l'épisode de barrière thermique qui est associé à une circulation dextrogyre en périphérie du lac. De plus, les courants de la rive sud affichent, en général, un important cisaillement vertical du fait que le courantomètre supérieur est situé en eau chaude, et le courantomètre de fond, dans l'hypolimnion. Après quelques descentes d'eau survenues en août, le courantomètre de fond situé près de la rive s'est retrouvé au-dessus de la thermocline.

En ce qui concerne les composantes de courant dirigées vers la rive, la figure 2.29 montre toutes les données de fond enregistrées dans le réseau nord-sud. Dans cette figure et les figures suivantes, la tension du vent le long du littoral est indiquée car elle est en grande partie à l'origine des composantes de courant perpendiculaires et parallèles à la rive dans cette section transversale du lac Ontario. Les raisons sous-jacentes seront abordées en différents endroits dans les chapitres suivants du présent rapport. À noter que l'échelle des diagrammes de courants transversaux est deux fois plus grande que celle des courants longeant la rive utilisée précédemment. Par conséquent, les courants vers la rive - vers le large sont en général plus faibles que les courants longeant la rive, en particulier dans les zones littorales.

La figure 2.30 montre que les courants sont uniformes à la verticale au-dessous de la thermocline, tandis que la figure 2.31 montre les effets de la stratification sur la structure verticale des courants dans les stations en eaux profondes. Les figures 2.32 et 2.33 présentent les données recueillies en surface (lignes continues) et en profondeur (lignes tiretées) sur la température et les courants transversaux dans les zones littorales. Contrairement aux données correspondantes sur les courants longeant la rive, la relation qui existe entre la température et les courants vers la rive - vers le large n'est pas toujours évidente, en particulier près de la rive nord. Près de la rive sud, cependant, la descente d'eau chaude en août est clairement liée au courant de surface dirigé vers la rive.

Une représentation intéressante de la circulation des eaux du lac est donnée par la distribution des courants dans une section transversale telle que la section reliant Port Hope à Point Breeze. Pour ce faire, les courants ont été interpolés de la même manière que les températures. Même si aucun profil vertical continu des courants n'a été produit, il est possible d'en obtenir par déduction à partir des profils de température. En l'absence de stratification, les courants sont très uniformes à la verticale et il en va de même au-dessous de la thermocline durant la période de stratification. Entre la thermocline et la surface libre, les variations à la verticale des courants devraient en outre être relativement faibles; c'est pourquoi les

principaux courants de cisaillement sont concentrés près de la thermocline. Par conséquent, là où la profondeur de la thermocline dépasse 10 m, le courantomètre supérieur produit une estimation du courant circulant dans l'épilimnion, tandis que le courantomètre de fond mesure le courant circulant dans l'hypolimnion. La transition des courants des couches supérieures aux couches inférieures peut être considérée comme correspondant au profil de température. Une fois établi le profil vertical des courants en chaque point d'amarrage, l'interpolation horizontale est facile à établir.

La partie inférieure de la figure 2.34 montre les moyennes mensuelles de la composante du courant perpendiculaire à la section du lac Ontario reliant Port Hope à Point Breeze. Les unités utilisées sont des km/jour et les valeurs positives représentent les courants vers l'est, les valeurs négatives, les courants vers l'ouest. La distribution moyenne des courants dans la section pendant toute la période de mesure est présentée dans le haut de la figure 2.35. Le bas de la figure 2.35 présente la courbe de variation nord-sud du transport d'eau correspondant que l'on a obtenue en intégrant les courants en fonction de la profondeur.

Le débit total traversant une section transversale d'un lac fermé s'annule lorsqu'on en calcule la moyenne sur des périodes de quelques jours ou plus. En ce qui concerne le lac Ontario, le transport total devrait être égal au débit moyen de l'eau entre la rivière Niagara et le fleuve Saint-Laurent. Lorsqu'on calcule la moyenne des présentes données pour toute la période de l'expérience, comme à la figure 2.35, le transport total est de 10×10^3 m^3/s vers l'est, ce qui est comparable au débit à la sortie de la rivière Niagara qui est de 7×10^3 m^3/s. On observe des transports semblables vers l'est au cours des mois de juin et d'août (figure 2.34). Cependant, le transport net en juillet est de deux à trois fois plus important étant donné que la circulation nette en mai se fait vers l'ouest. Heureusement, ces erreurs peuvent être en grande partie attribuables à l'inexactitude des données sur les courants profonds qui sont trop faibles pour être enregistrés avec précision, mais dont l'apport au transport d'eau total est important à cause de la grande profondeur du lac.

Les aspects les plus intéressants des figures 2.34 et 2.35 sont les courants limites qui persistent près des deux rives. Le long de la rive sud, l'eau s'écoule d'ouest en est à des vitesses superficielles de 5 à 10 km/jour. Près de la rive nord, l'eau s'écoule d'est en ouest. On peut établir que les courants limites sont causés par l'épisode de barrière thermique qui est associé, on le sait, à la circulation dextrogyre en périphérie du lac. Bien qu'ils soient affectés par quelques tempêtes d'été, ces courants semblent persister tout au long de la saison.

2.5 Réaction des eaux du lac au vent

Pour illustrer la réaction des eaux du lac Ontario aux impulsions de vent, des descriptions détaillées de la température et des

courants seront présentées pour les trois périodes coïncidant avec les analyses biochimiques effectuées en juillet et août. Ces périodes vont du 29 juin au 2 juillet, du 10 au 13 août et du 24 au 27 août. Les distributions de la température dans le lac Ontario durant ces périodes sont illustrées par les images satellite des figures 2.12 et 2.13. Au cours de la première période, la station en eaux profondes commence tout juste à se trouver en milieu stratifié et des vents d'ouest produisent une remontée d'eau froide près de la rive nord. La deuxième période est caractérisée par trois jours de vents violents de l'ouest qui produisent eux aussi une remontée d'eau tout le long de la rive nord. Avant la troisième période, l'eau froide de la rive nord a dérivé dans le bassin occidental sous l'effet de processus dynamiques qui seront traités plus loin dans le présent rapport.

Les variations quotidiennes de la température et des courants durant chacune des périodes sont montrées aux figures 2.36 à 2.38. La partie supérieure de chaque figure présente les distributions de température dans la section transversale du lac Ontario reliant Port Hope à Point Breeze. Ces données ont été obtenues par la même méthode qui a été utilisée pour les moyennes de deux jours. Dans le présent cas, les stations biochimiques sont identifiées par des traits verticaux. La partie inférieure de chaque figure montre les courants mesurés au niveau de 10 m (flèches continues) et au fond (flèches pointillées). Les flèches représentent les déplacements d'eau quotidiens pour un observateur regardant vers le bas, de sorte que l'ouest se situe à gauche, et l'est, à droite. Les minces lignes irrégulières représentent des parties des rives nord et sud et les points noirs indiquent l'emplacement de Port Hope et de Point Breeze, respectivement. Pour faciliter la comparaison avec les distributions de température, les courantomètres sont indiqués par des points noirs sur les cartes de température.

Au cours de la première période, un vent d'ouest s'est levé au-dessus du lac comme l'indique le haut de la figure 2.14. L'effet initial d'un tel vent est de déplacer l'eau vers l'extrémité est du lac de sorte que la surface s'incline contre le vent. Les courants qui s'établissent par la suite sont provoqués par les effets contraires du vent et de la pente de la surface. La pente de la surface crée un gradient de pression qui n'est pas lié à la profondeur d'une colonne d'eau. Cependant, la tension du vent a plus de prise sur l'eau peu profonde que sur l'eau profonde. Puisque, comme il a été mentionné, le transport total à travers une section d'un lac fermé doit être nul, ces forces opposées se traduisent par un déplacement des eaux littorales peu profondes dans la direction du vent, tandis que l'eau du milieu du lac circule contre le vent. Cela explique la formation de courants dirigés vers l'est le long des deux rives (figure 2.36).

Près de la rive nord, les courants sont plus faibles et plus uniformes que près de la rive sud en raison de l'affaiblissement de la stratification sur la rive nord par une remontée des eaux. De ce fait, la poussée des vents sert en partie à accélérer toute la colonne d'eau. L'eau de la rive sud au contraire est fortement stratifiée, et le vent

ne déplace que la couche supérieure qui est relativement mince. De plus, les courants de surface sont davantage orientés vers le sud que les courants de fond. Ces données corroborent la théorie d'Ekman selon laquelle la dérive de surface vers la droite du vent entraîne une remontée des eaux près de la rive nord et leur descente près de la rive sud.

Au cours du deuxième épisode, le vent souffle de nouveau vers l'est de sorte que les eaux du lac réagissent de la même façon que précédemment. Cependant, cette fois-ci, le vent cesse de souffler au milieu de la période de quatre jours provoquant, par conséquent, le retour de la thermocline à sa position initiale. Ce phénomène est particulièrement marqué près de la rive sud. Le 11 août, près de la rive nord, une large bande de courants se dirige vers l'est mais sa vitesse diminue rapidement après la tempête avant de s'inverser deux jours plus tard. Près de la rive sud naissent de forts courants orientés vers l'est qui, encore une fois, se limitent au coin d'eau chaude. Au plus fort de la tempête, la thermocline descend sous le niveau du courantomètre de fond situé près de la rive sud. Cette descente explique la présence de longues flèches pointillées orientées vers l'est à cet endroit.

Le dernier épisode est marqué par deux événements de vent : une impulsion de vent, courte mais forte, dirigée vers l'ouest (le 25 août), suivie de vents soufflant vers l'est (le 26 août). À première vue, cette suite d'événements pourrait expliquer le courant descendant initial et l'écoulement vers l'ouest des eaux de la rive nord ainsi que le courant ascendant et l'inversion des courants qui ont suivi. Toutefois, il sera démontré dans le prochain chapitre que ces événements sont principalement causés par le passage d'une onde d'eau chaude. En effet, près de la rive sud, le vent semble avoir peu d'effet, et un fort courant orienté vers l'est persiste tout au long de cet épisode.

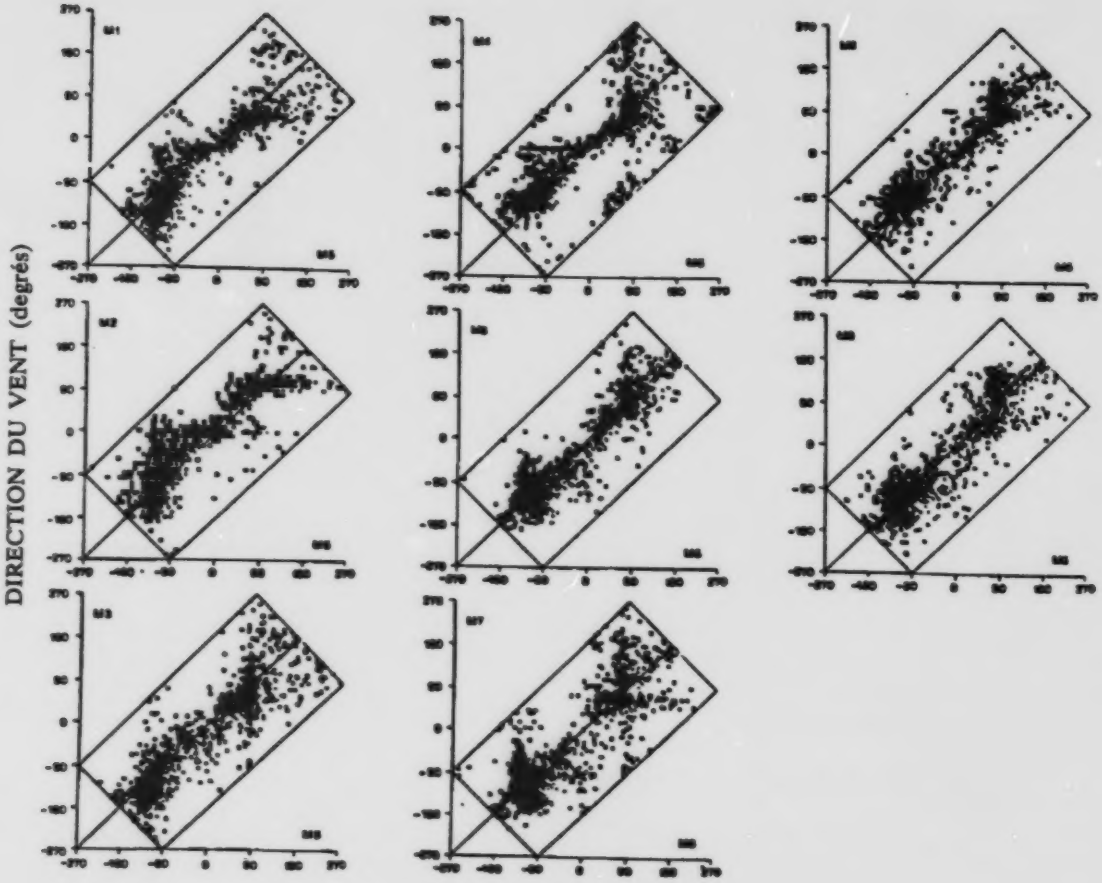


Figure 2.1 Comparaison des données horaires sur la direction des vents recueillies par le réseau météorologique sur le lac Ontario, du 6 mai au 30 août 1982.

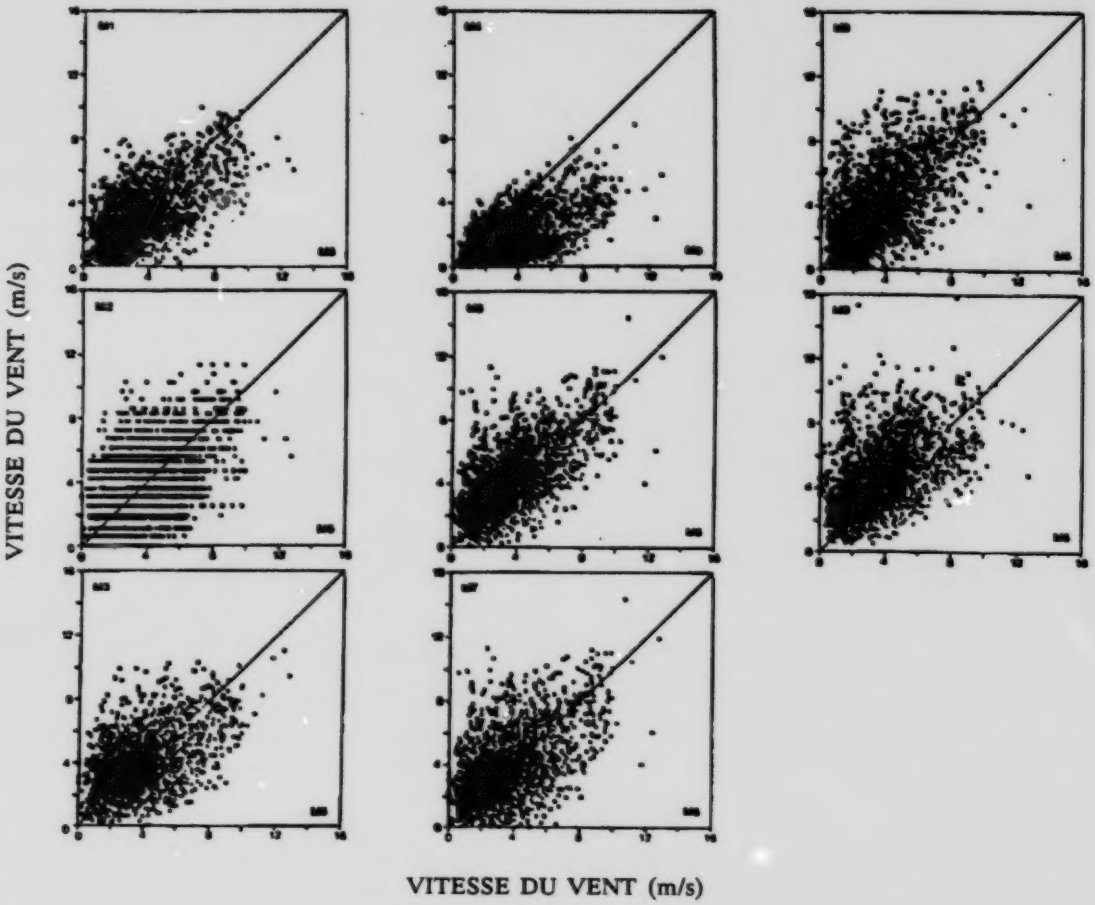


Figure 2.2 Comparaison des données horaires sur les vitesses du vent, recueillies par le réseau météorologique sur le lac Ontario, du 6 mai au 30 août 1982.

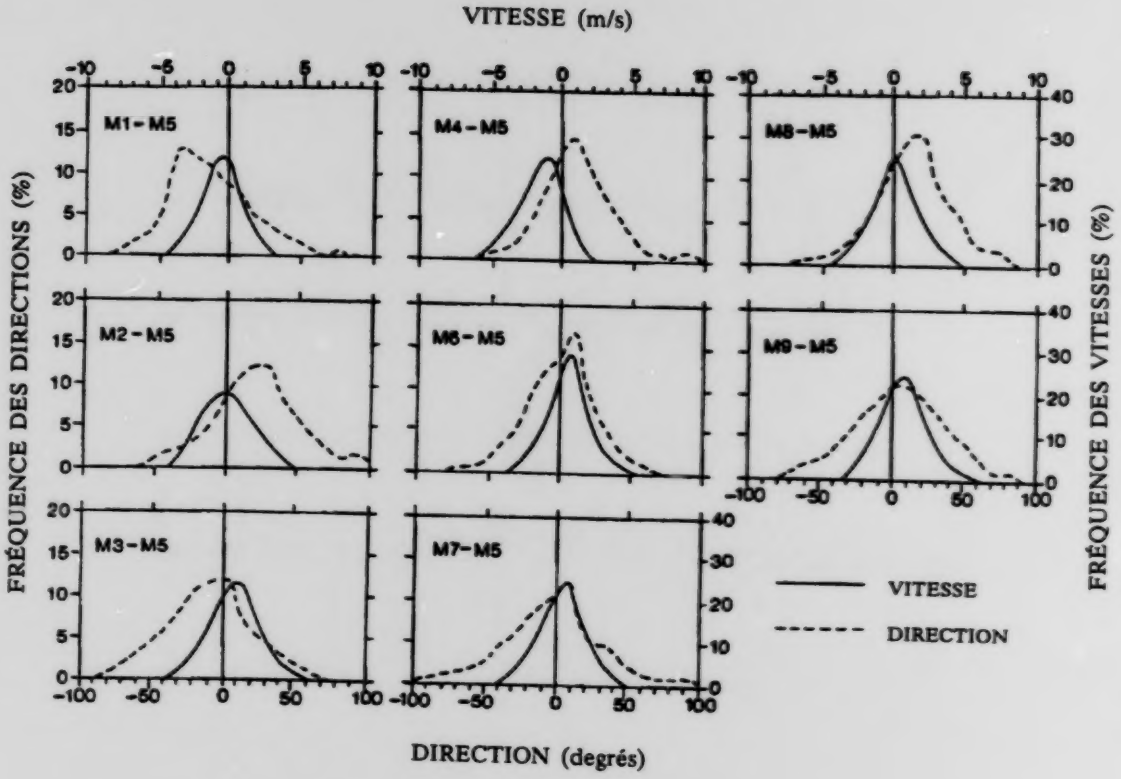


Figure 2.3 Distribution de fréquence des écarts de vent entre différentes stations du lac Ontario, du 6 mai au 30 août 1982.

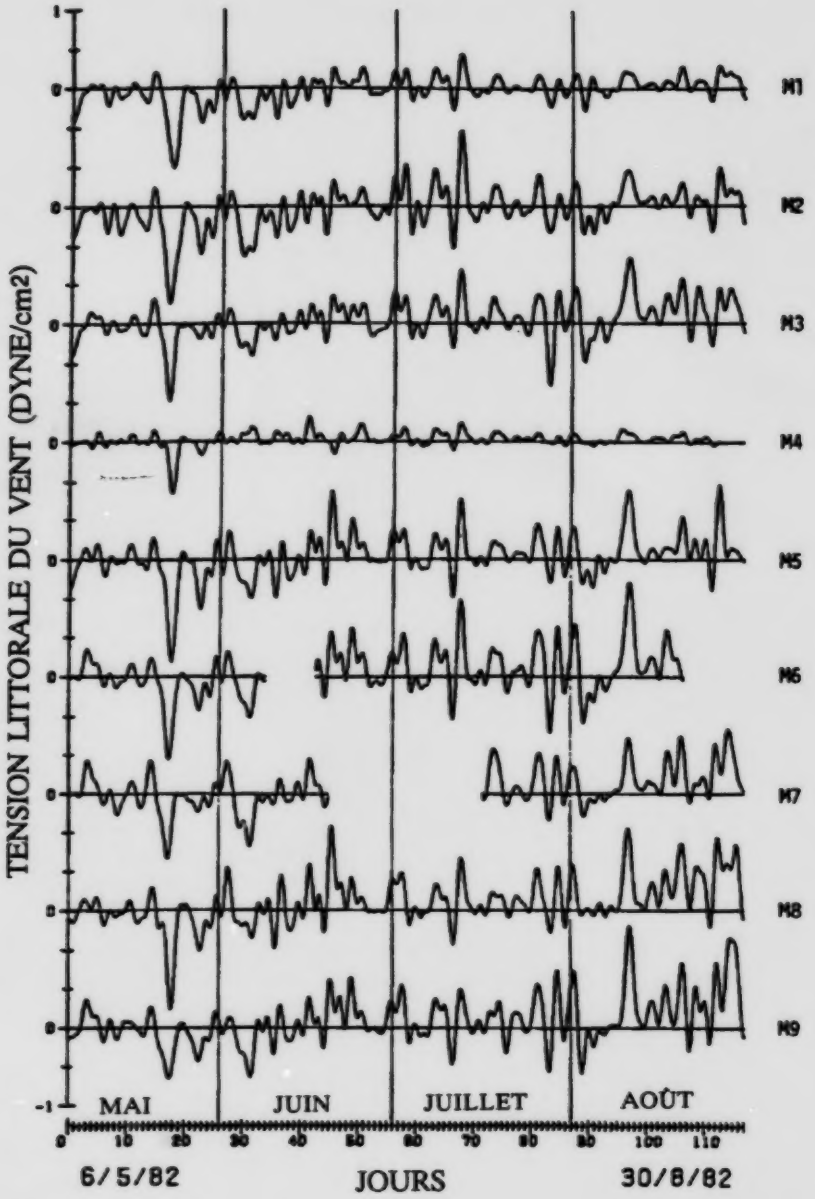


Figure 2.4 Composante littorale de la tension du vent après suppression par filtrage des périodes de moins de deux jours.

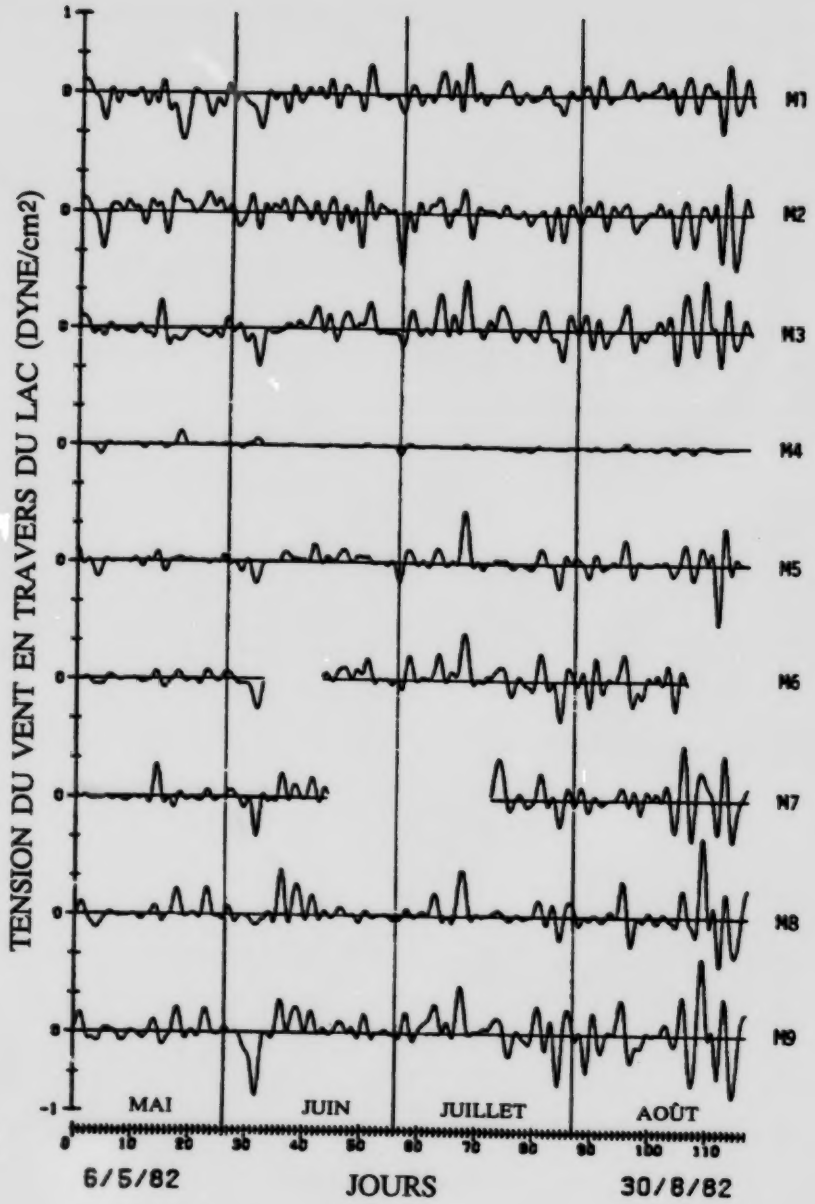


Figure 2.5 Composante de la tension du vent, perpendiculaire à la rive, après suppression par filtrage des périodes de moins de deux jours.

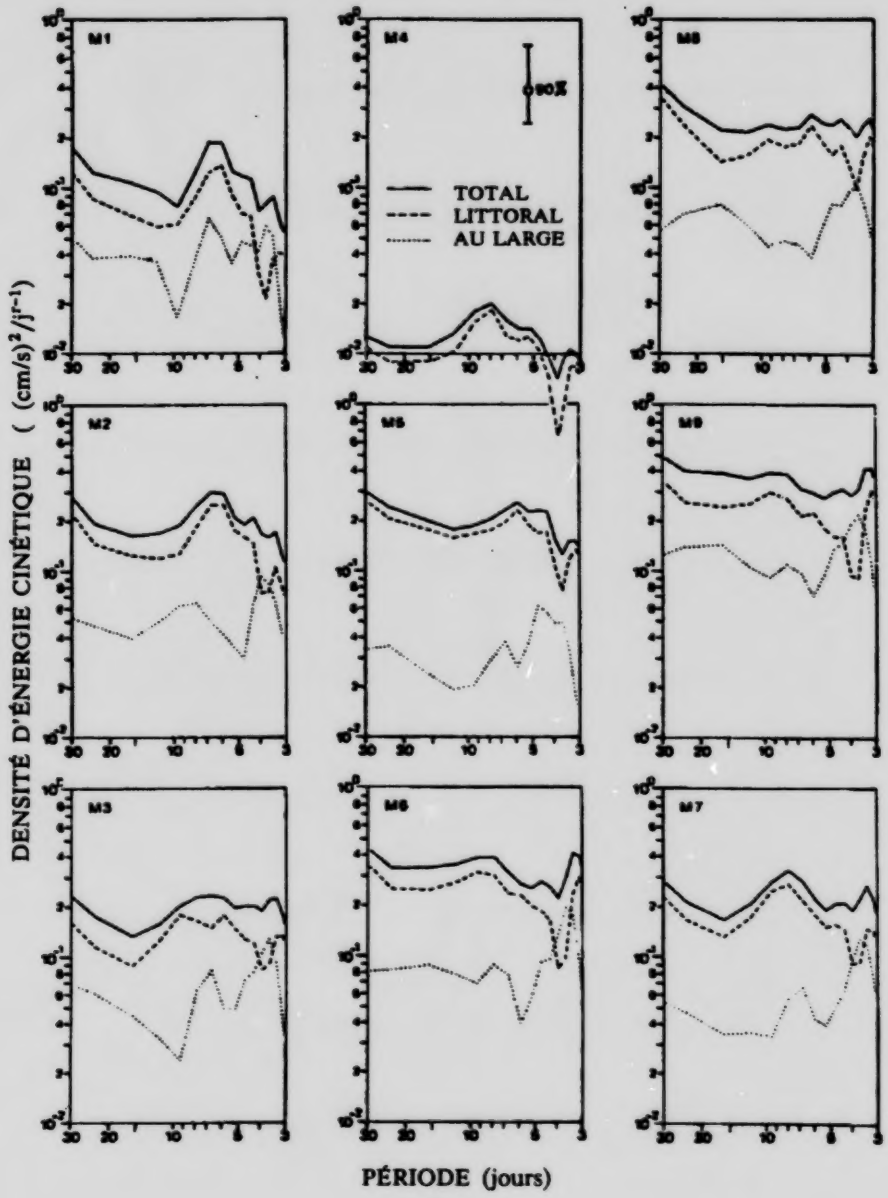


Figure 2.6 Spectres d'énergie de la tension du vent, du 6 mai au 30 août 1982.

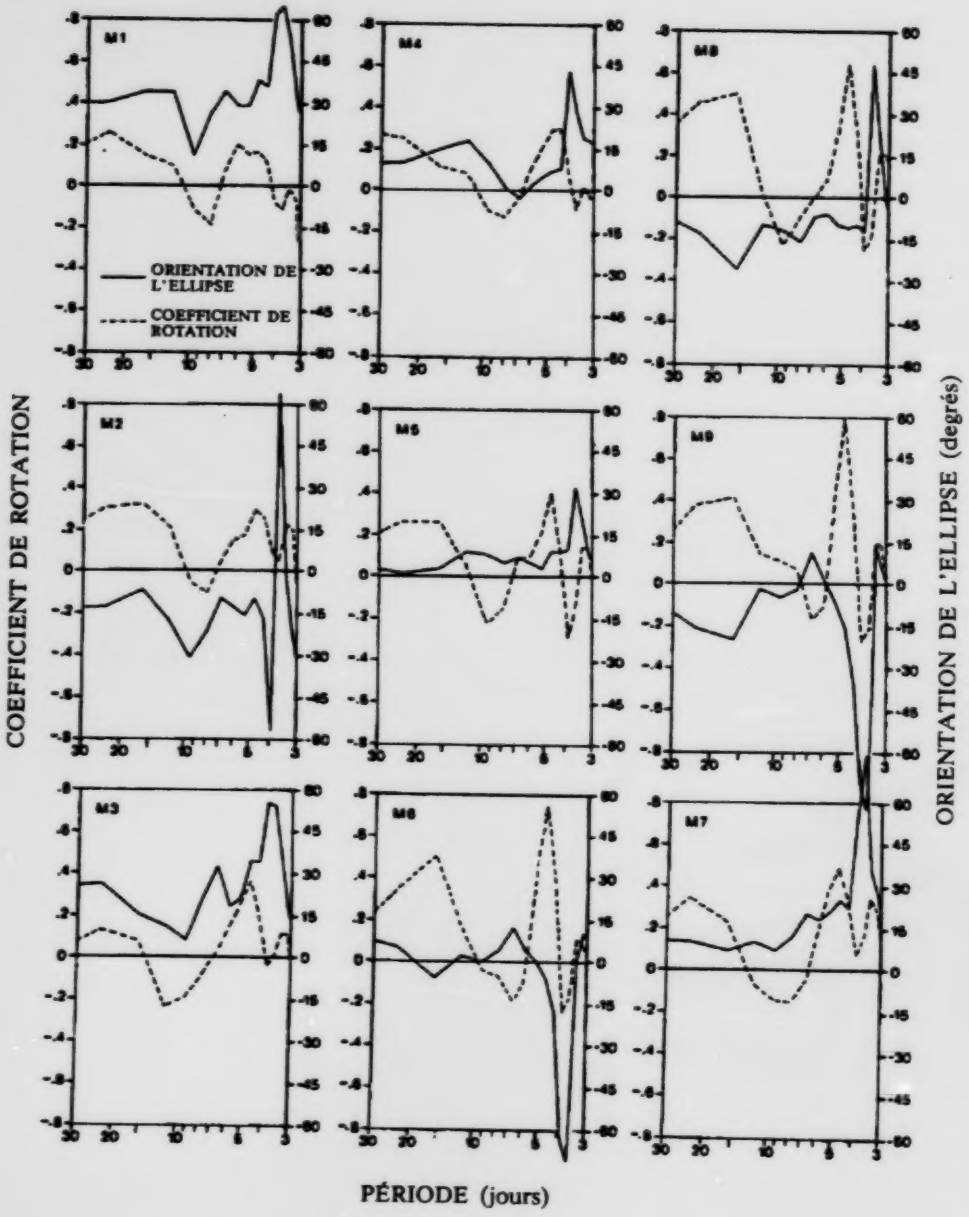


Figure 2.7 Coefficient de rotation et orientation de l'ellipse des spectres de vent, du 6 mai au 30 août 1982.

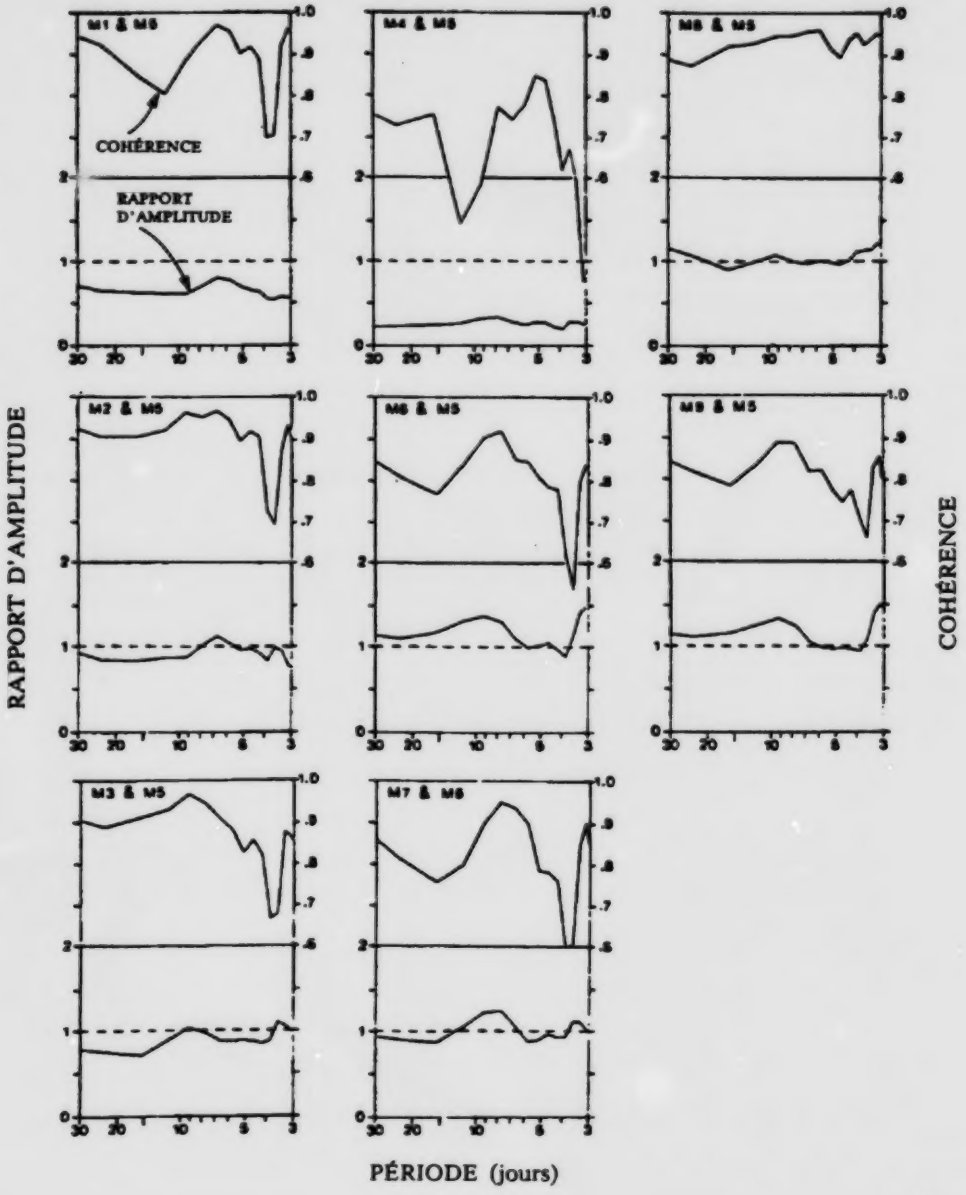


Figure 2.8 Cohérence et rapport d'amplitude entre différentes stations de mesure du vent sur le lac Ontario, du 6 mai au 30 août 1982.

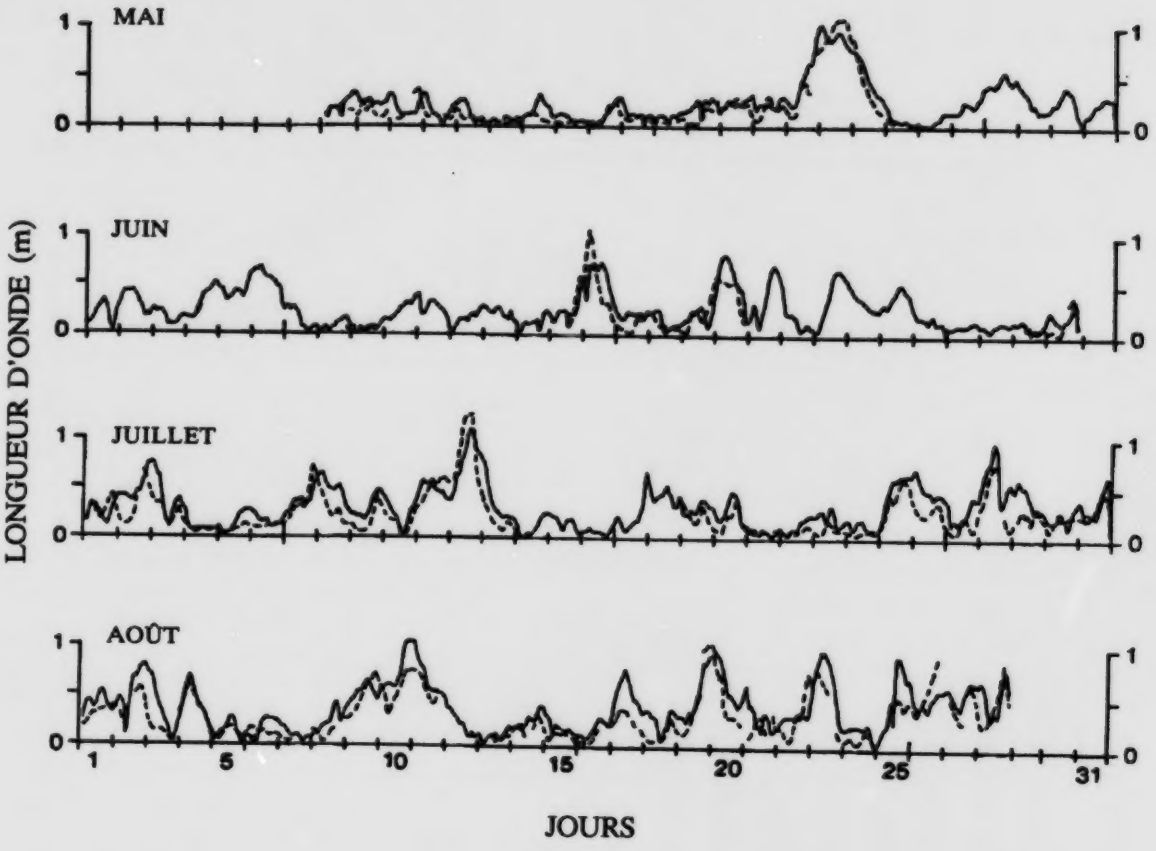


Figure 2.9 Hauteur des vagues observées (ligne tiretée) et calculées (ligne continue) à l'emplacement de l'enregistreur de vagues sur le lac Ontario en 1982 (voir figure 1.1).

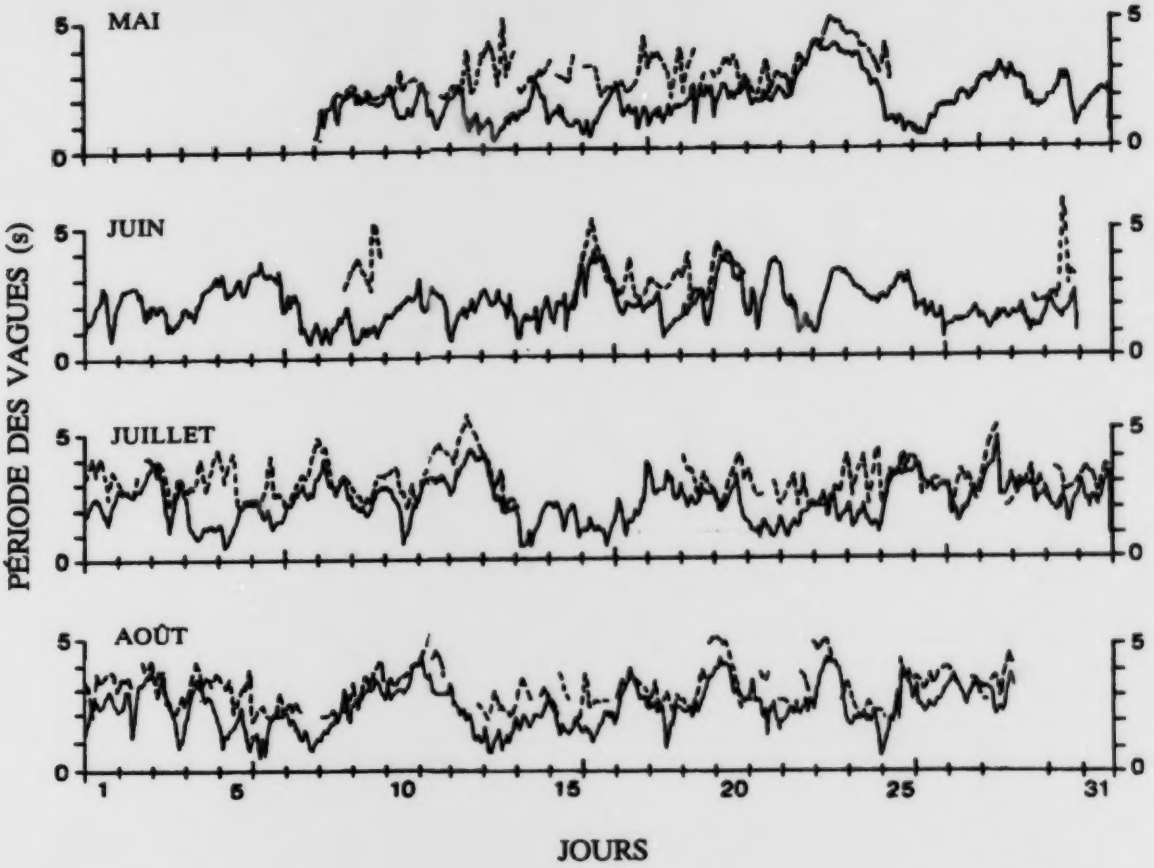


Figure 2.10 Périodes des vagues observées (ligne tiretée) et calculées (ligne continue) à l'emplacement de l'enregistreur de vagues sur le lac Ontario en 1982 (voir figure 1.1).

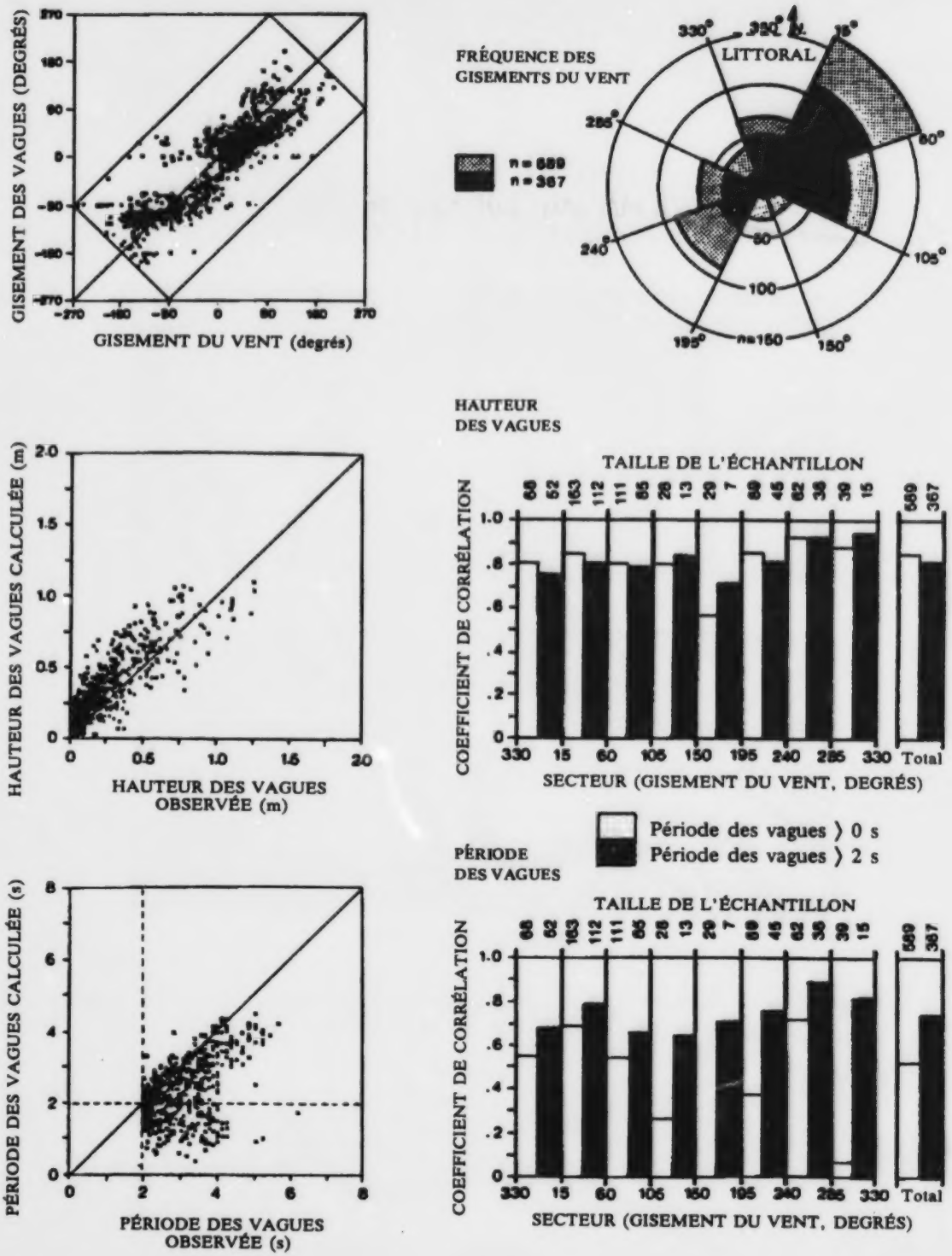
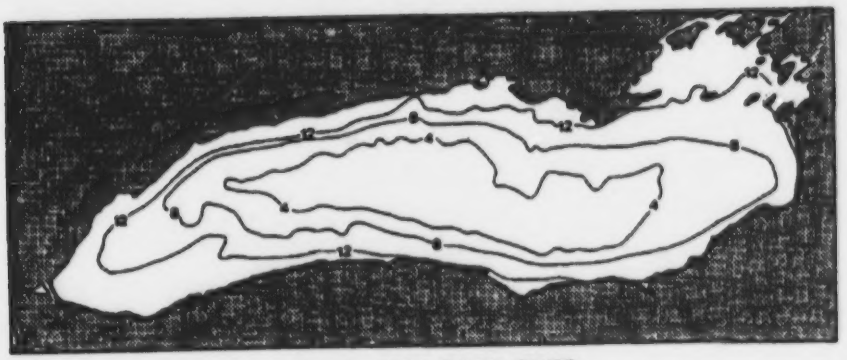
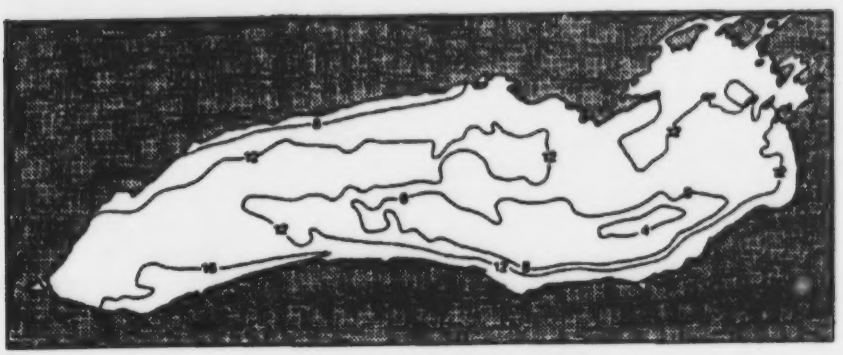


Figure 2.11 Résumé des prévisions des vagues sur le lac Ontario, du 8 mai au 28 août 1982. Pour plus de détails, se reporter au texte.

21 mai 1982 (1400 GMT)

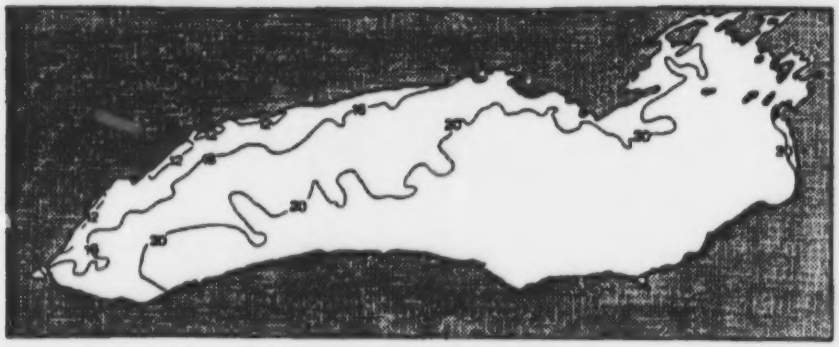


17 juin 1982 (2000 GMT)

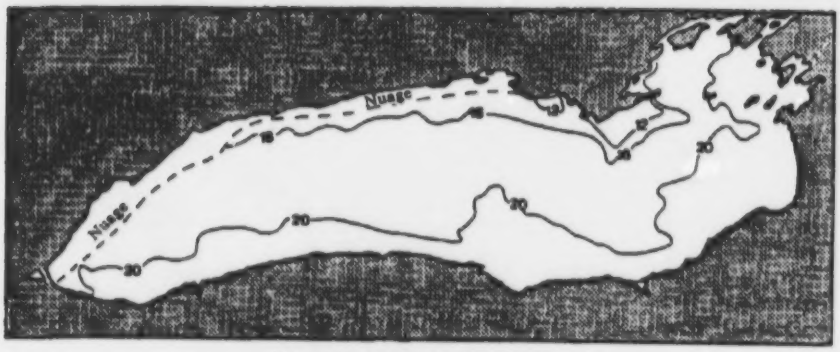


1er juillet 1982 (0900 GMT)

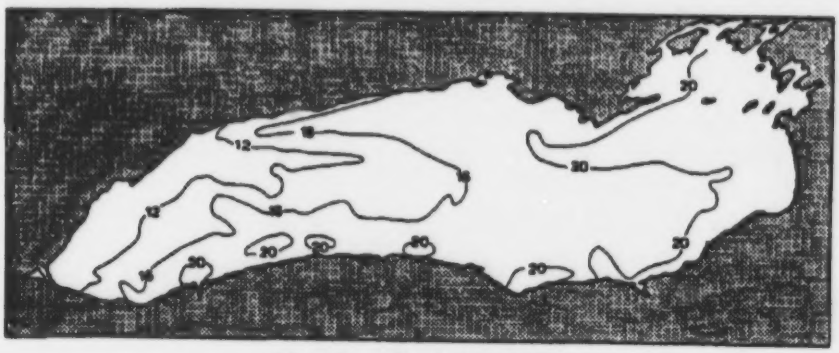
Figure 2.12 Observations par satellite des températures de l'eau superficielle dans le lac Ontario, été 1982.



21 juillet 1982 (0800 GMT)



11 août 1982 (1900 GMT)



26 août 1982 (0800 GMT)

Figure 2.13 Suite de la figure 2.12.

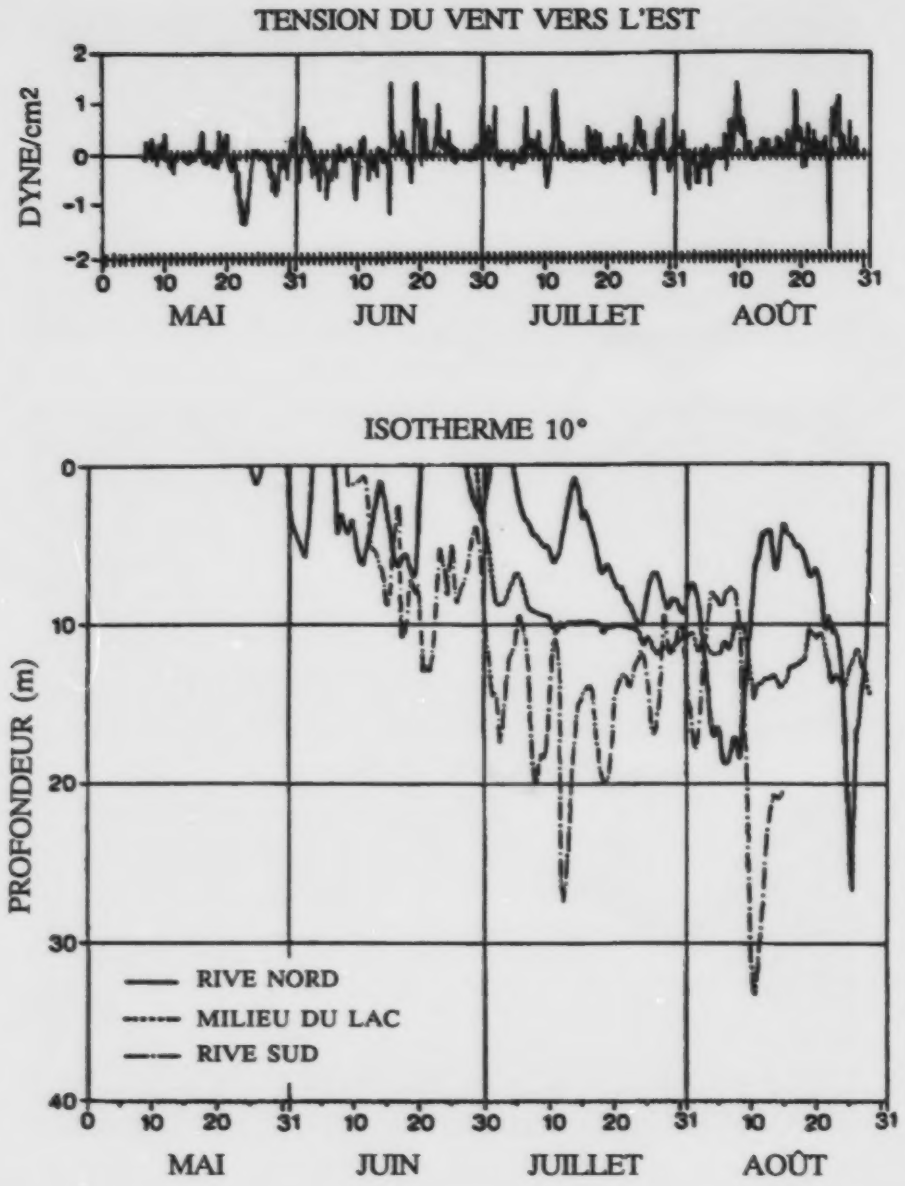


Figure 2.14 Composante vers l'est de la tension du vent et de la profondeur de l'isotherme de 10° dans le lac Ontario, du 6 mai au 30 août 1982.

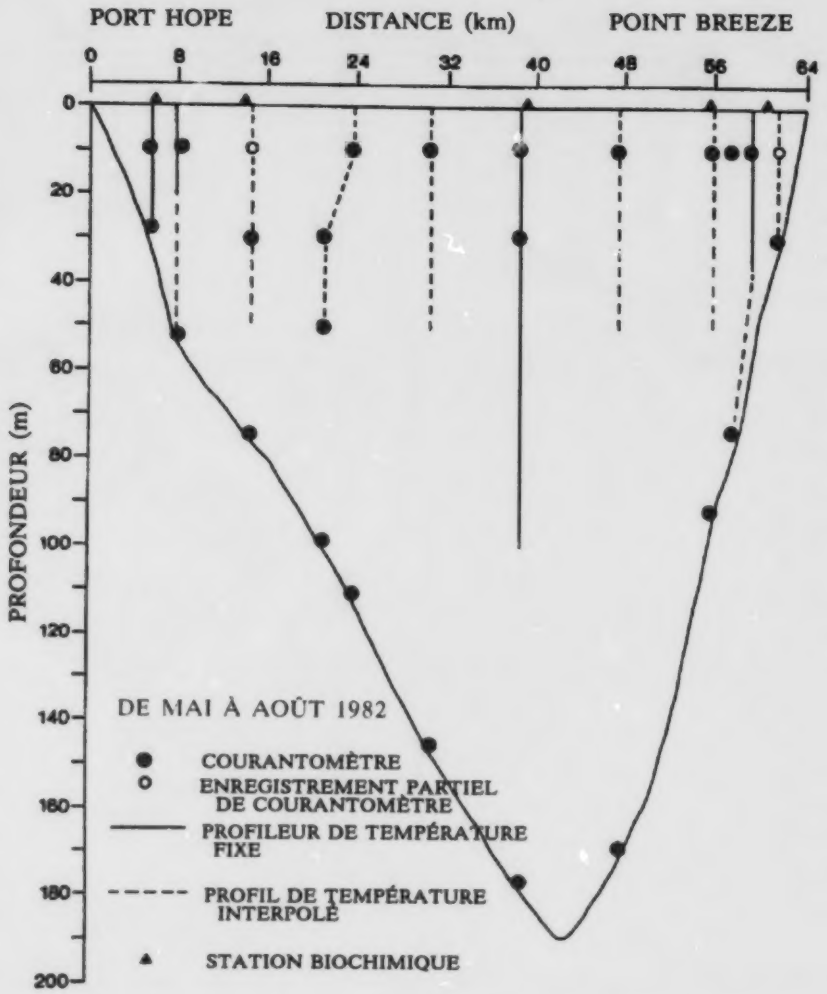


Figure 2.15 Emplacement des profils verticaux de température observés et interpolés dans la section transversale du lac Ontario, entre Port Hope et Point Breeze.

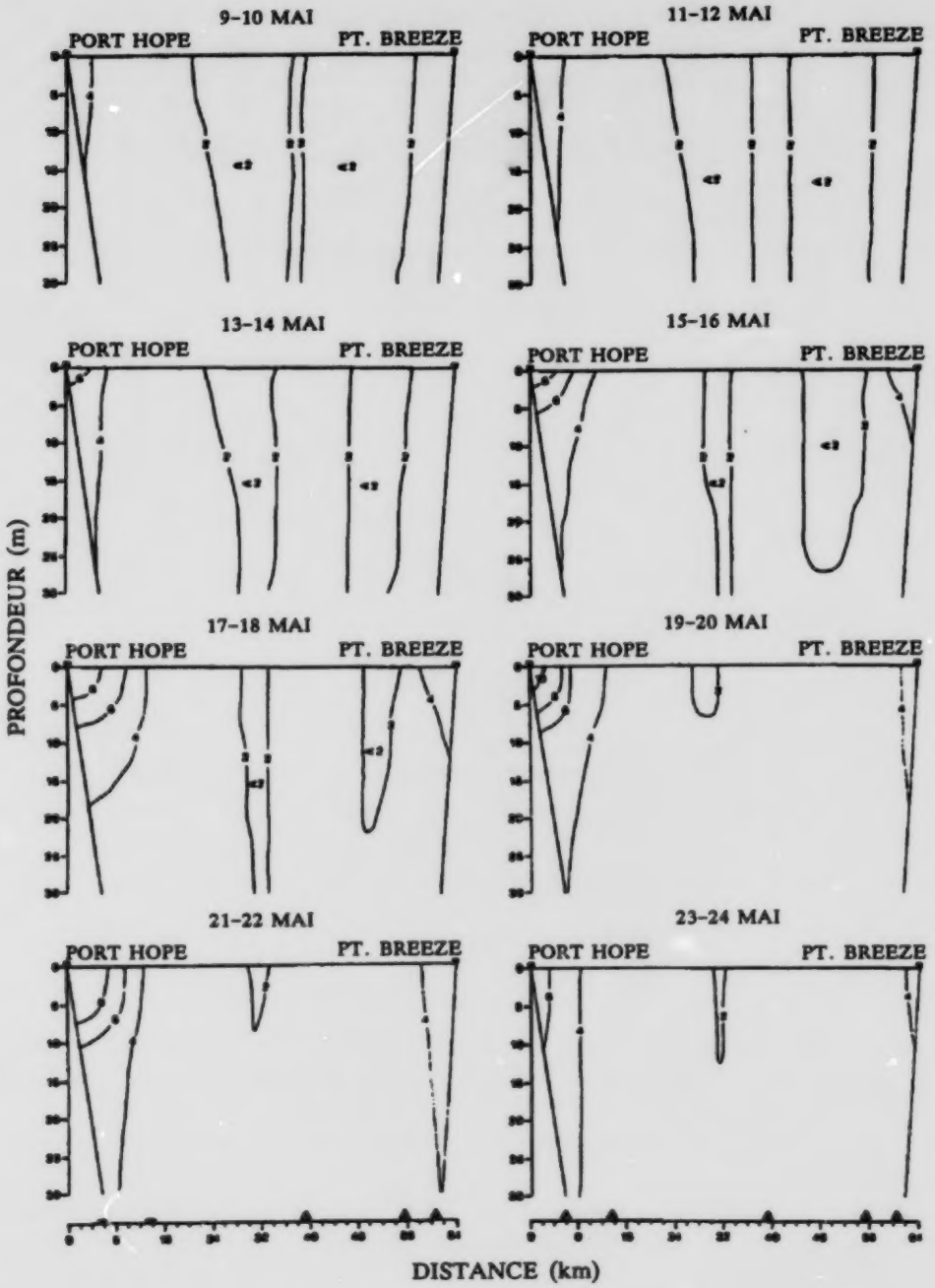


Figure 2.16 Moyennes de deux jours des distributions de température dans la section transversale du lac Ontario, entre Port Hope et Point Breeze.

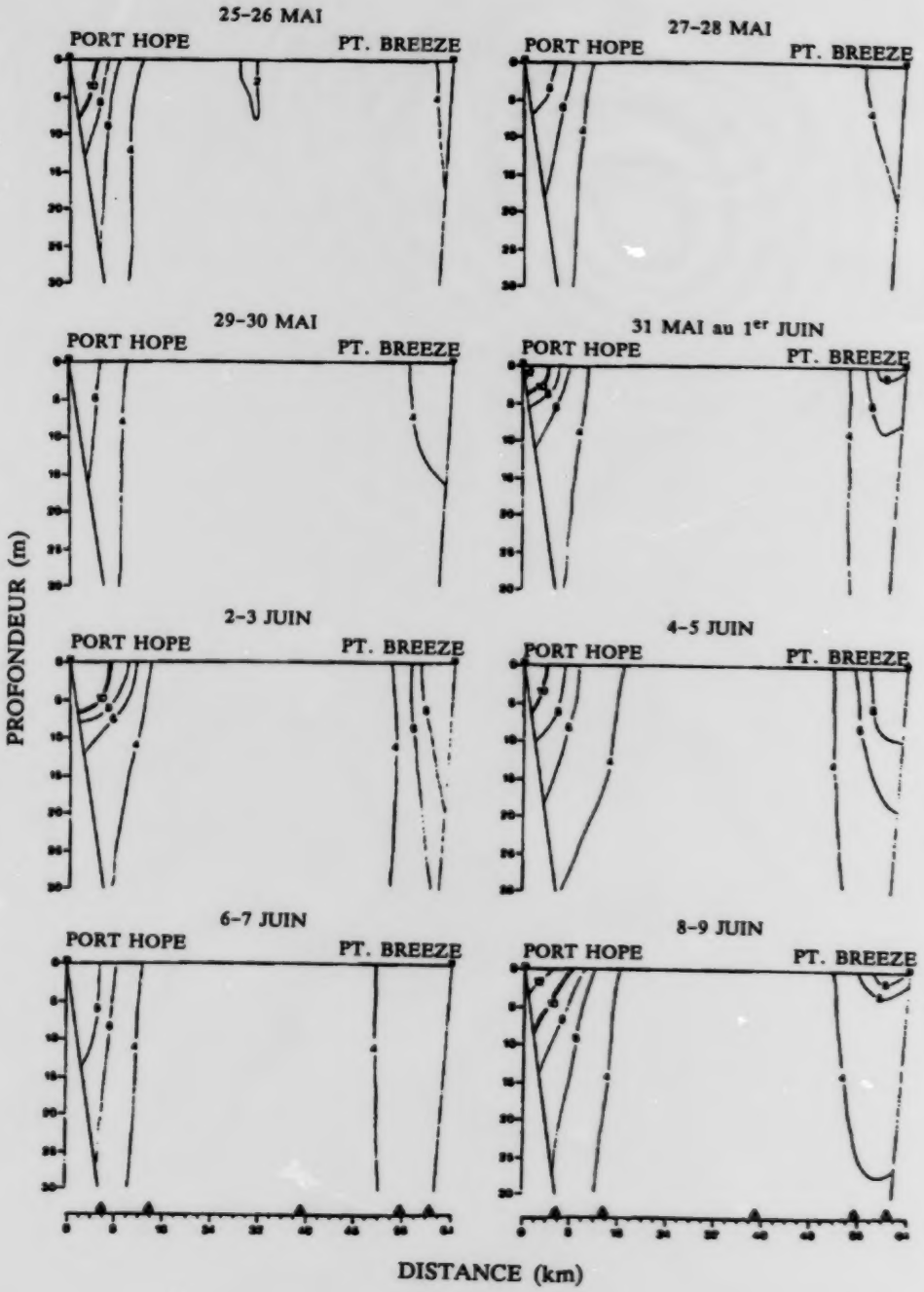


Figure 2.17 Suite de la figure 2.16.

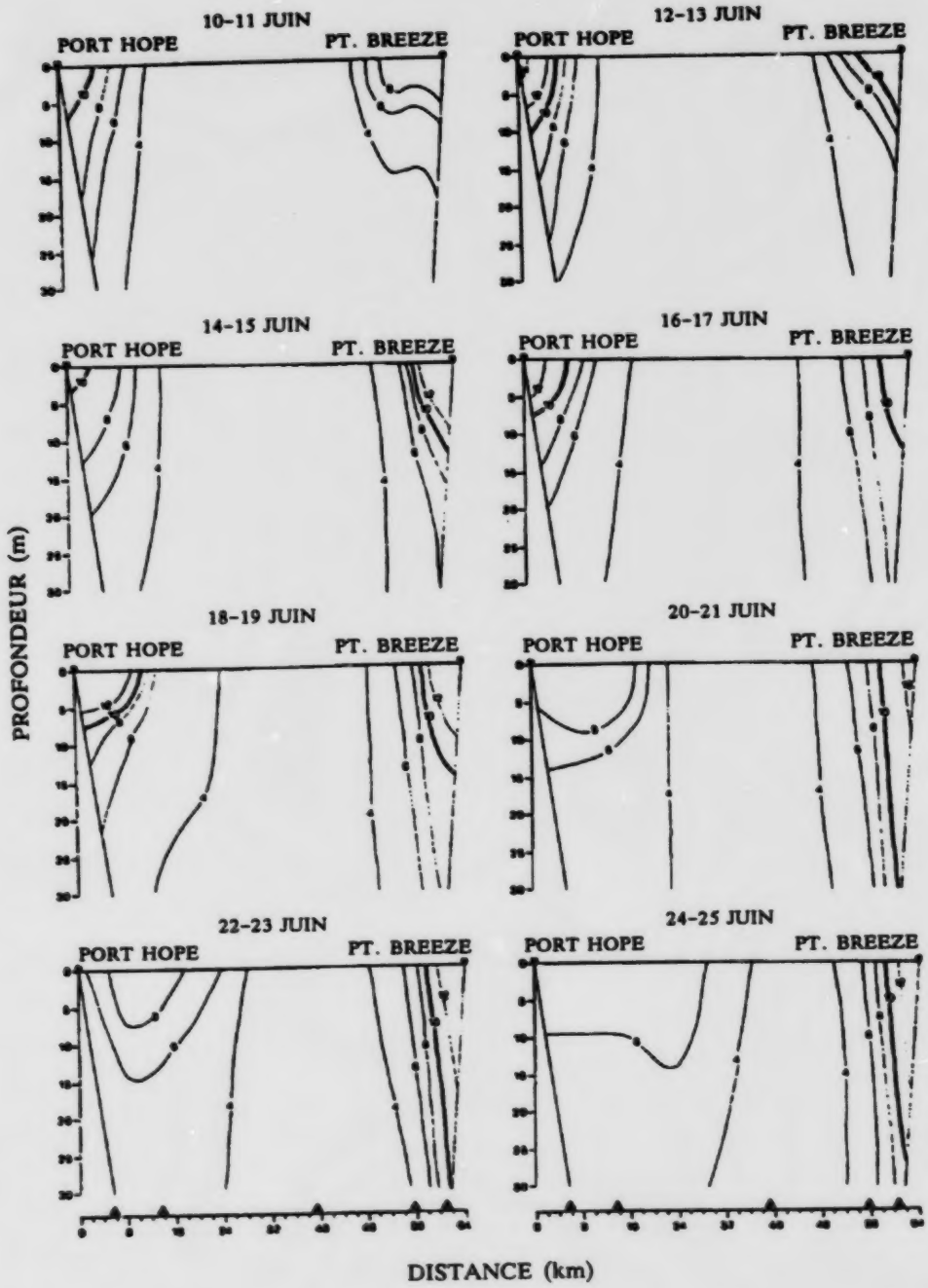


Figure 2.18 Suite de la figure 2.17.

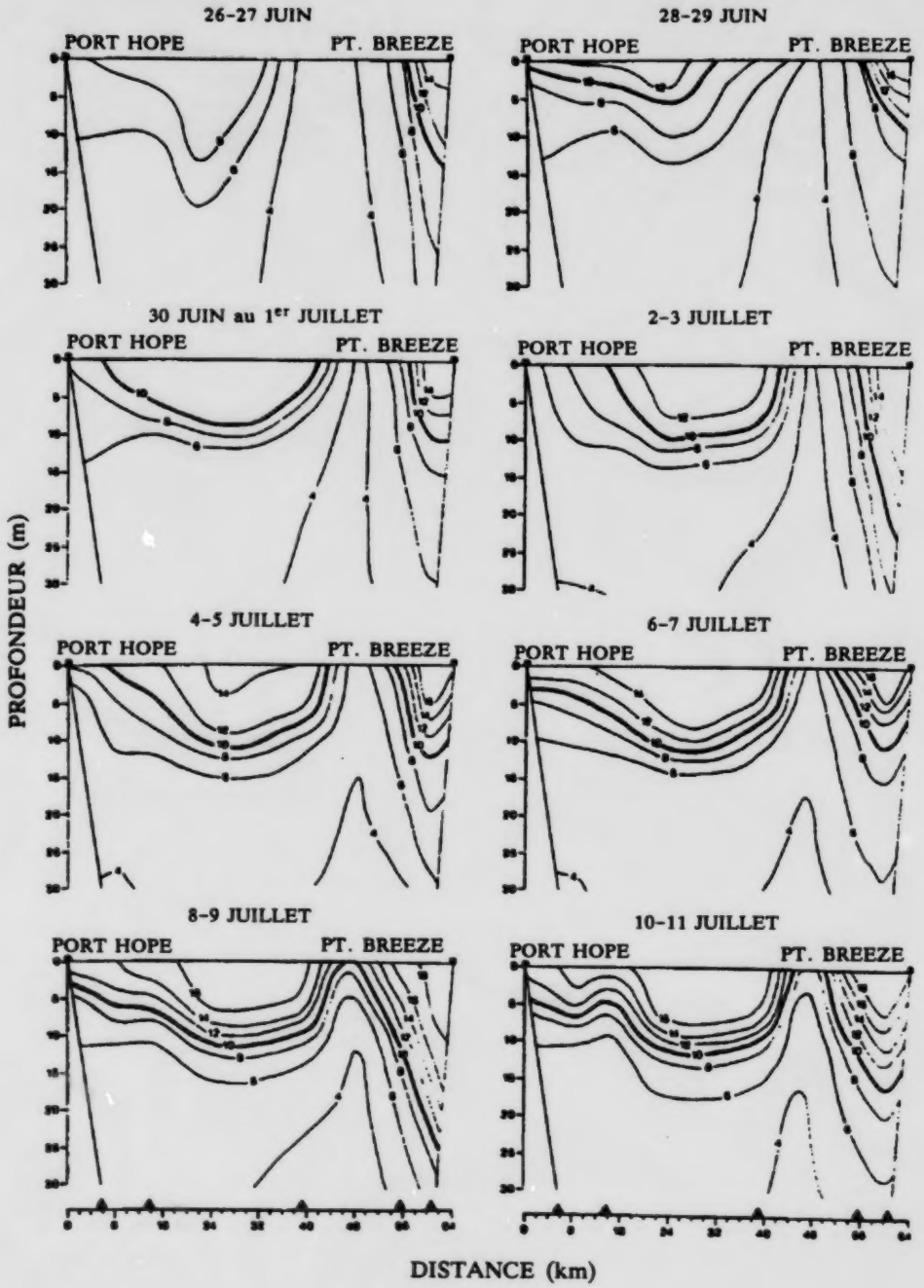


Figure 2.19 Suite de la figure 2.18.

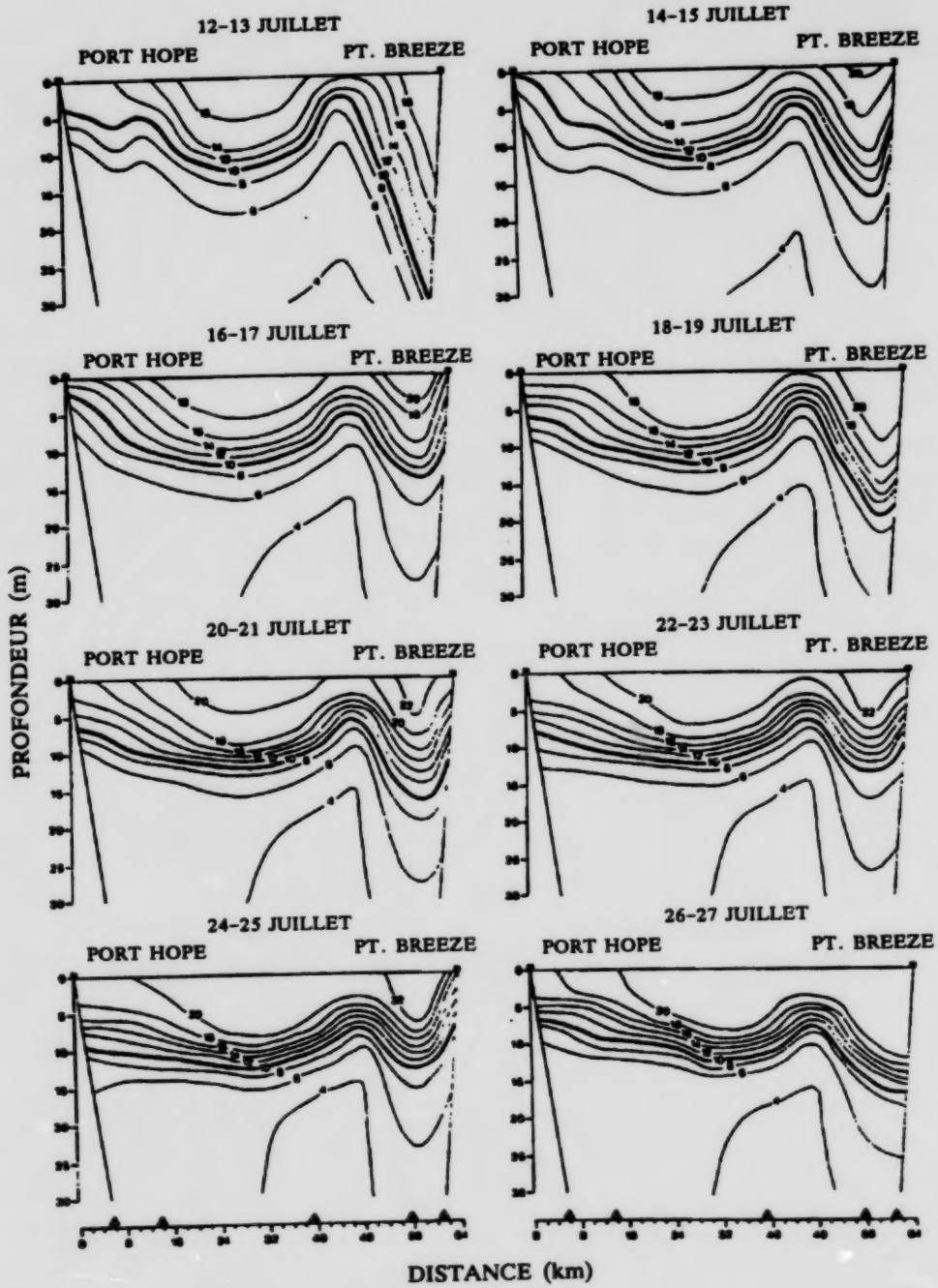


Figure 2.20 Suite de la figure 2.19.

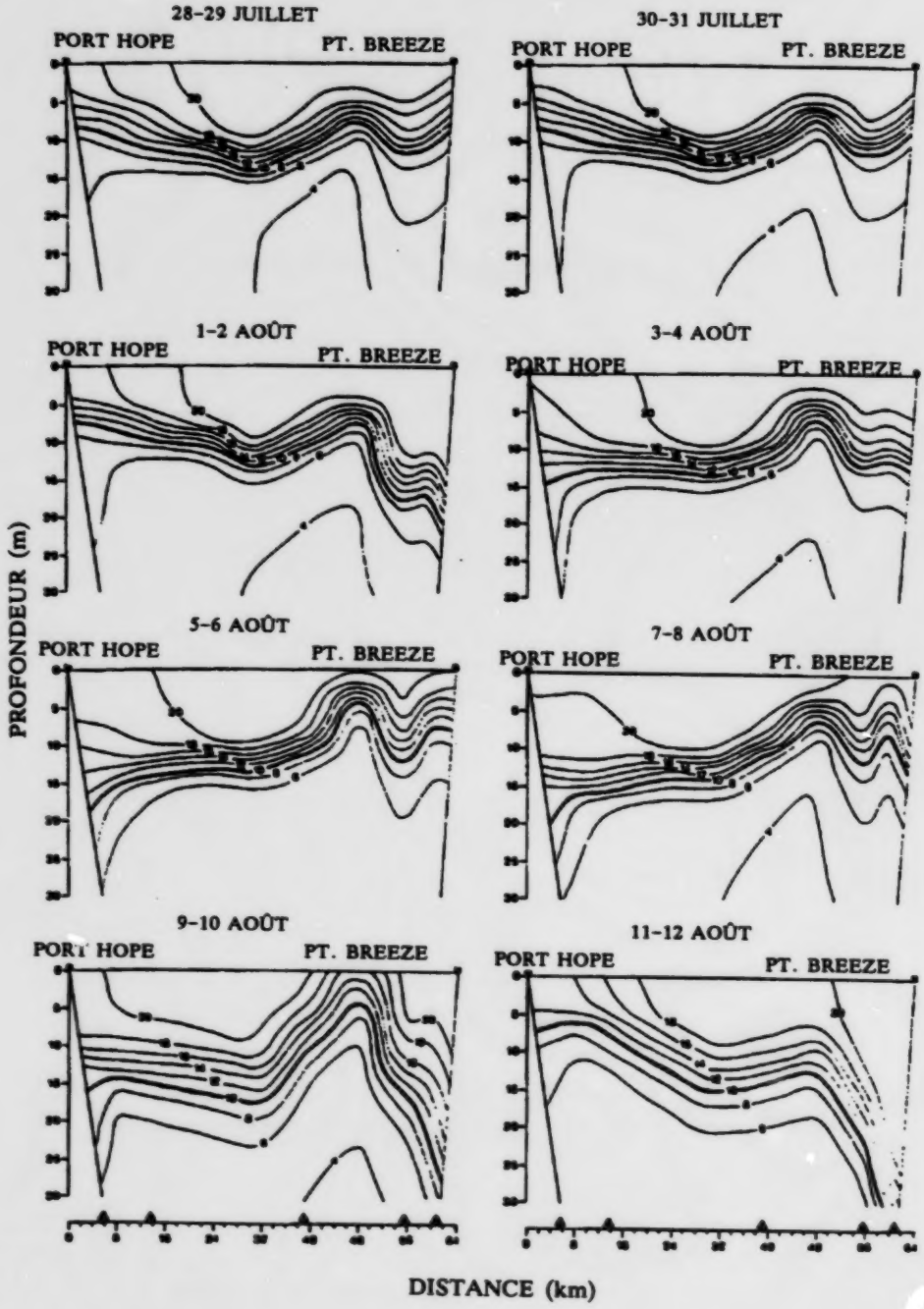


Figure 2.21 Suite de la figure 2.20.

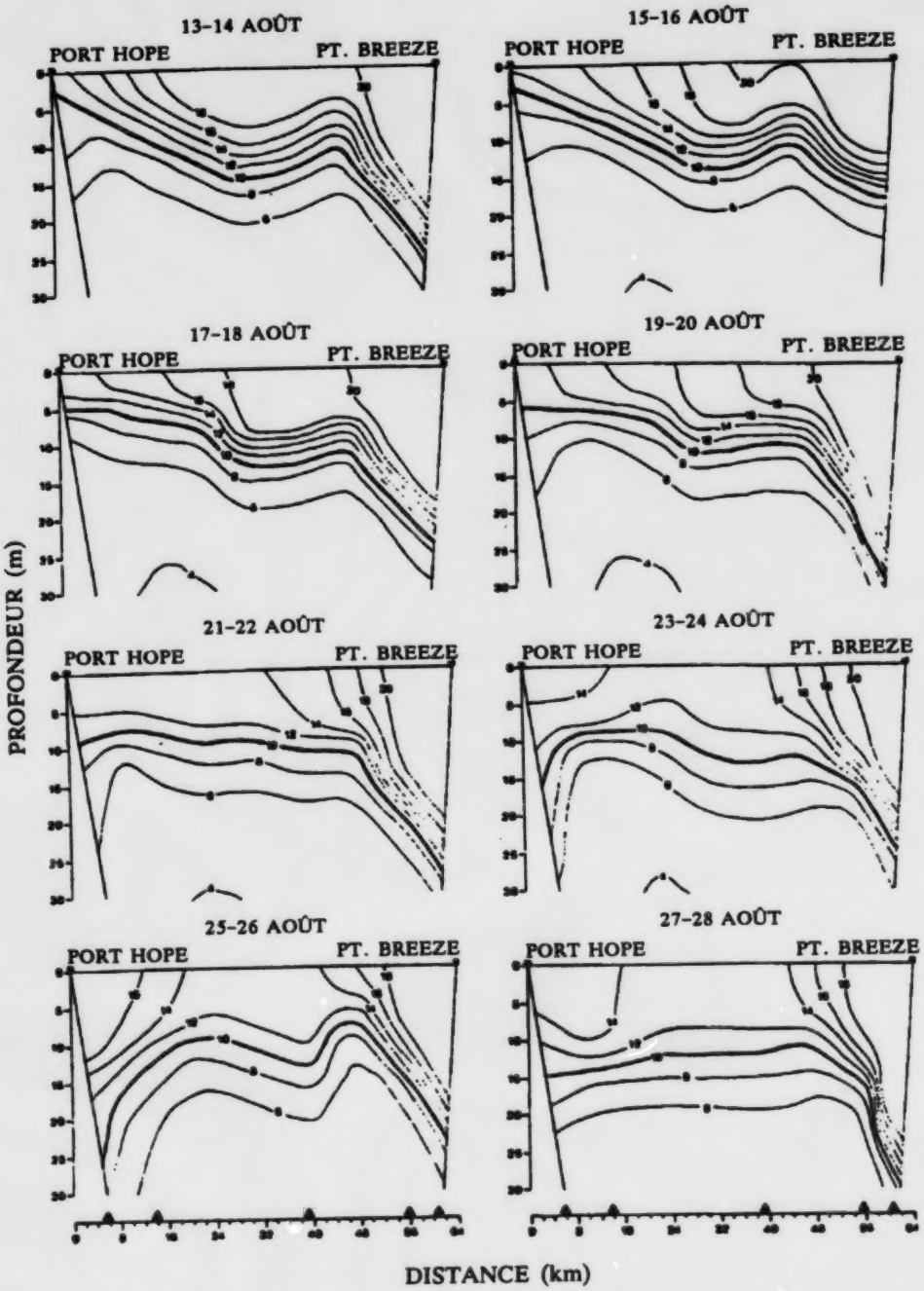


Figure 2.22 Suite de la figure 2.21.

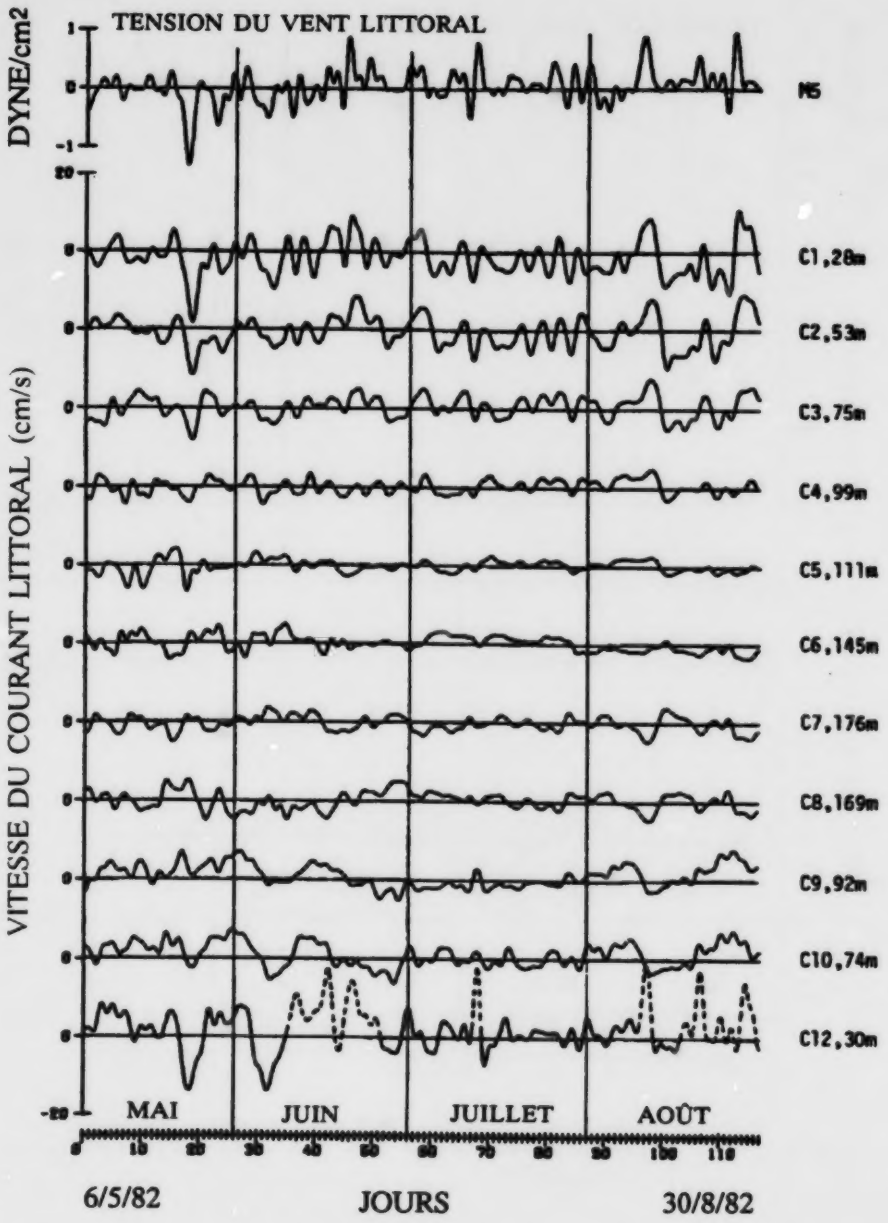


Figure 2.23 Composantes littorales des courants de fond dans la section transversale du lac Ontario, entre Port Hope et Point Breeze.

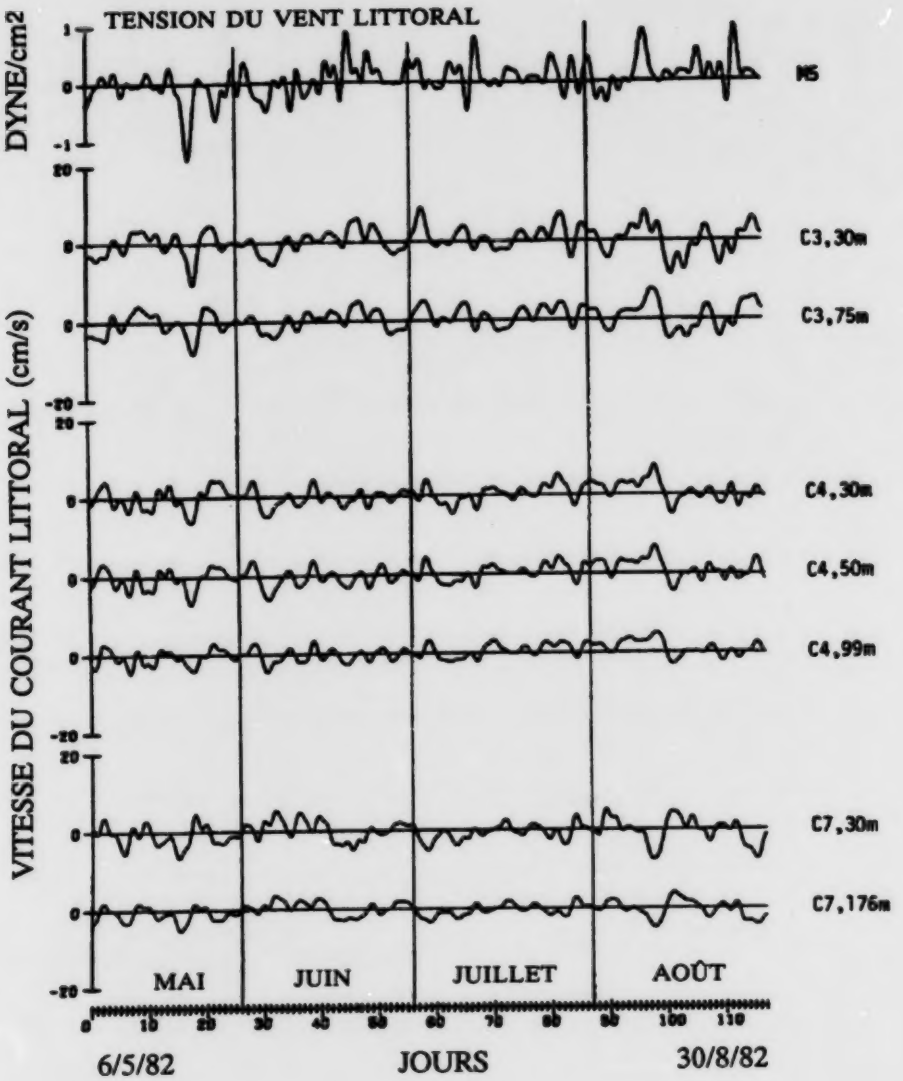


Figure 2.24 Structure verticale des courants littoraux dans l'hypolimnion.

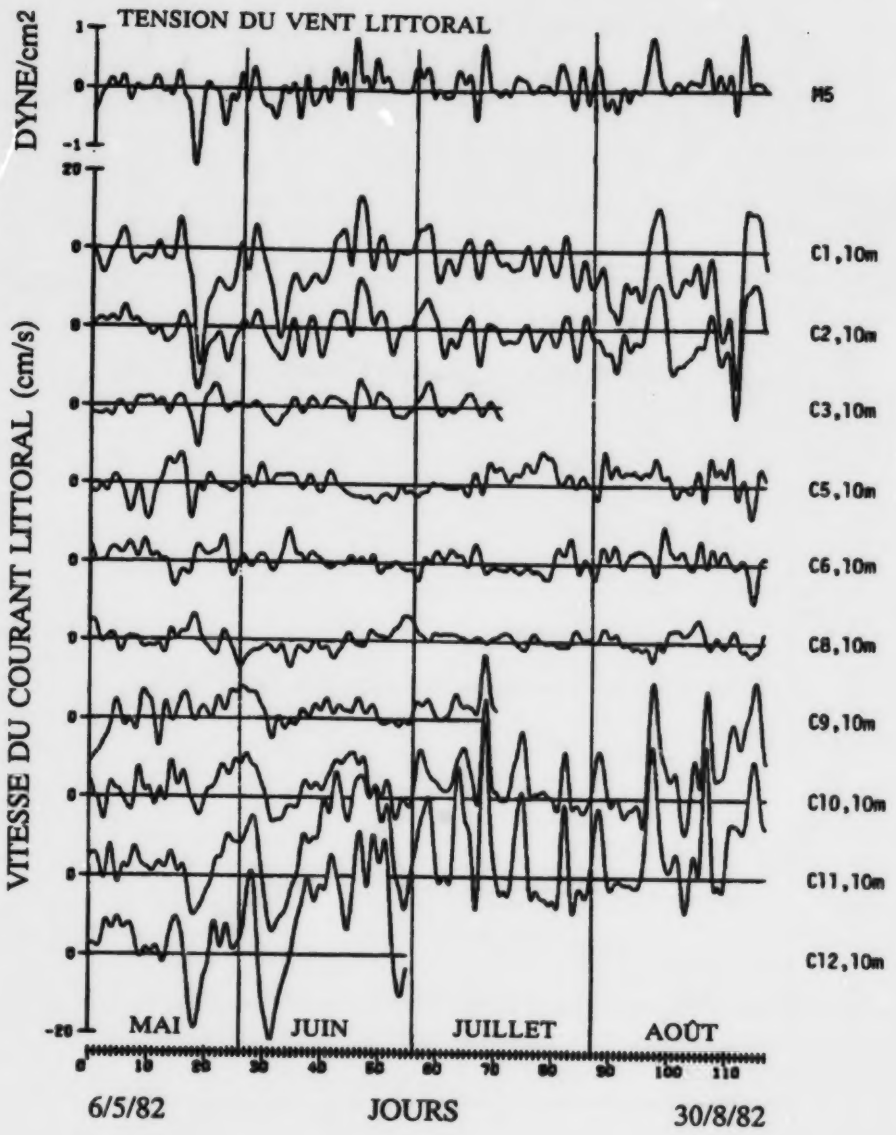


Figure 2.25 Composantes littorales du courant à 10 m de profondeur dans la section transversale du lac Ontario, entre Port Hope et Point Breeze.

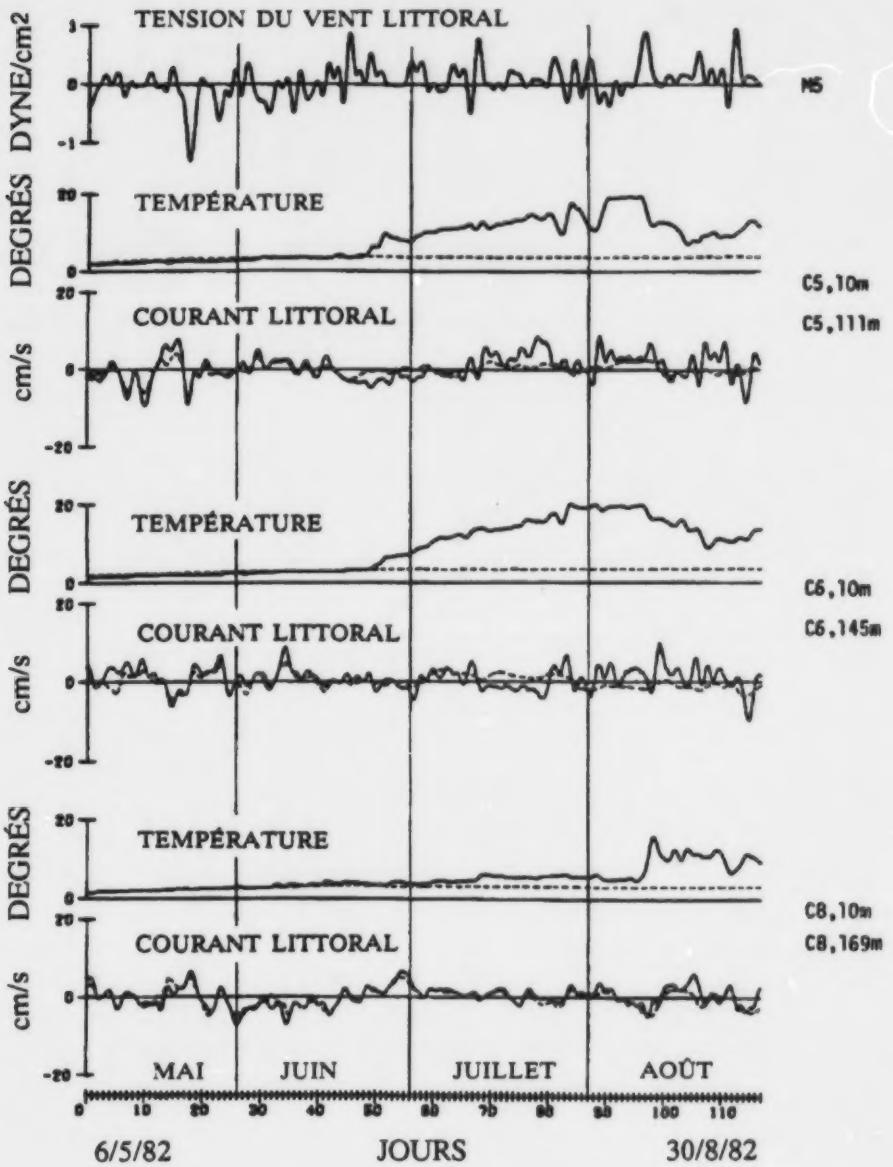


Figure 2.26 Structure verticale de la température et du courant littoral à certains points d'amarrage en eaux profondes.

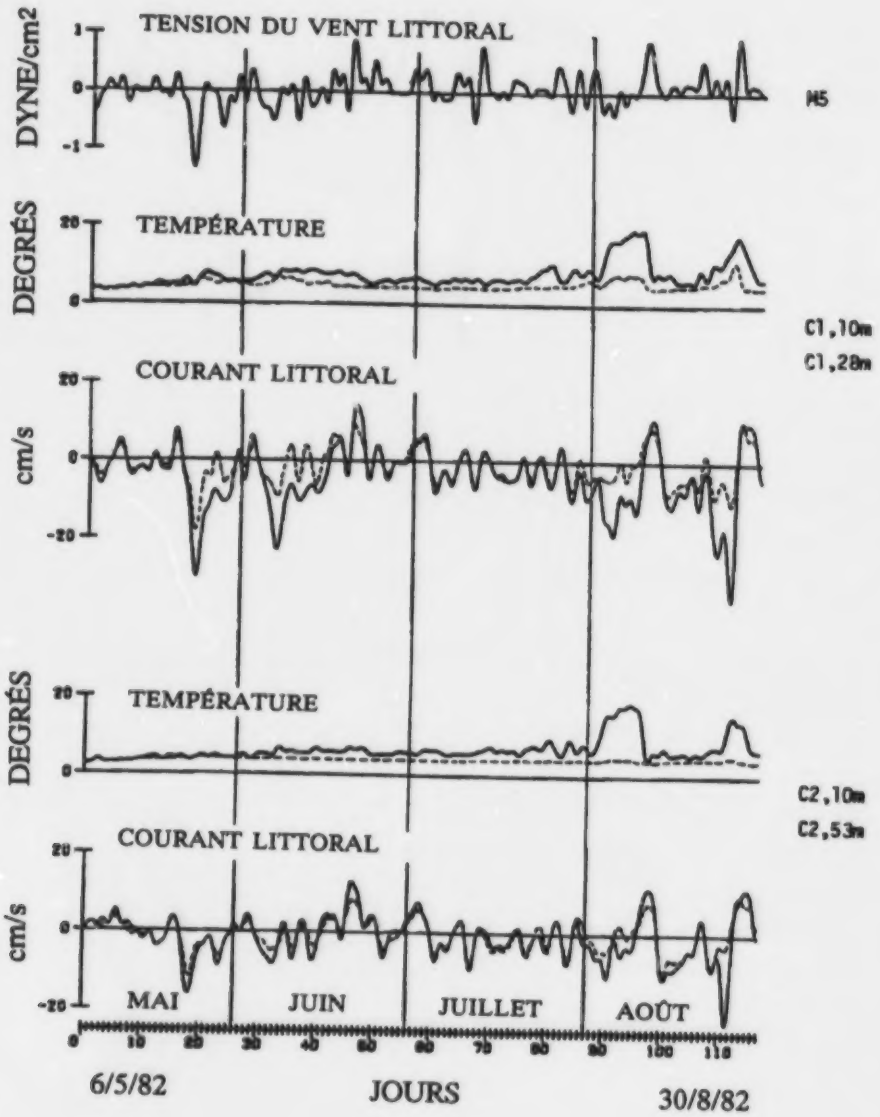


Figure 2.27 Structure verticale de la température et du courant littoral à certains points d'amarrage en eaux profondes aux stations de la rive nord.

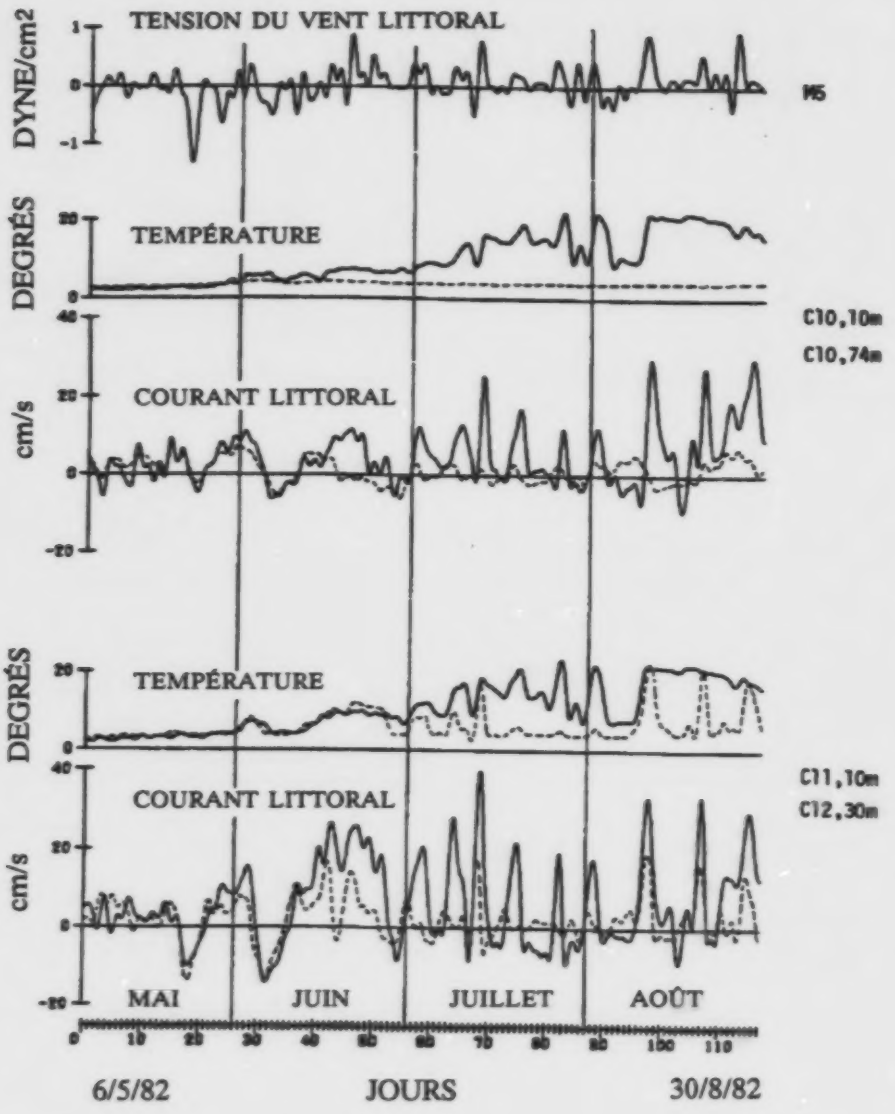


Figure 2.28 Structure verticale de la température et du courant littoral à certains points d'amarrage en eaux profondes aux stations de la rive sud.

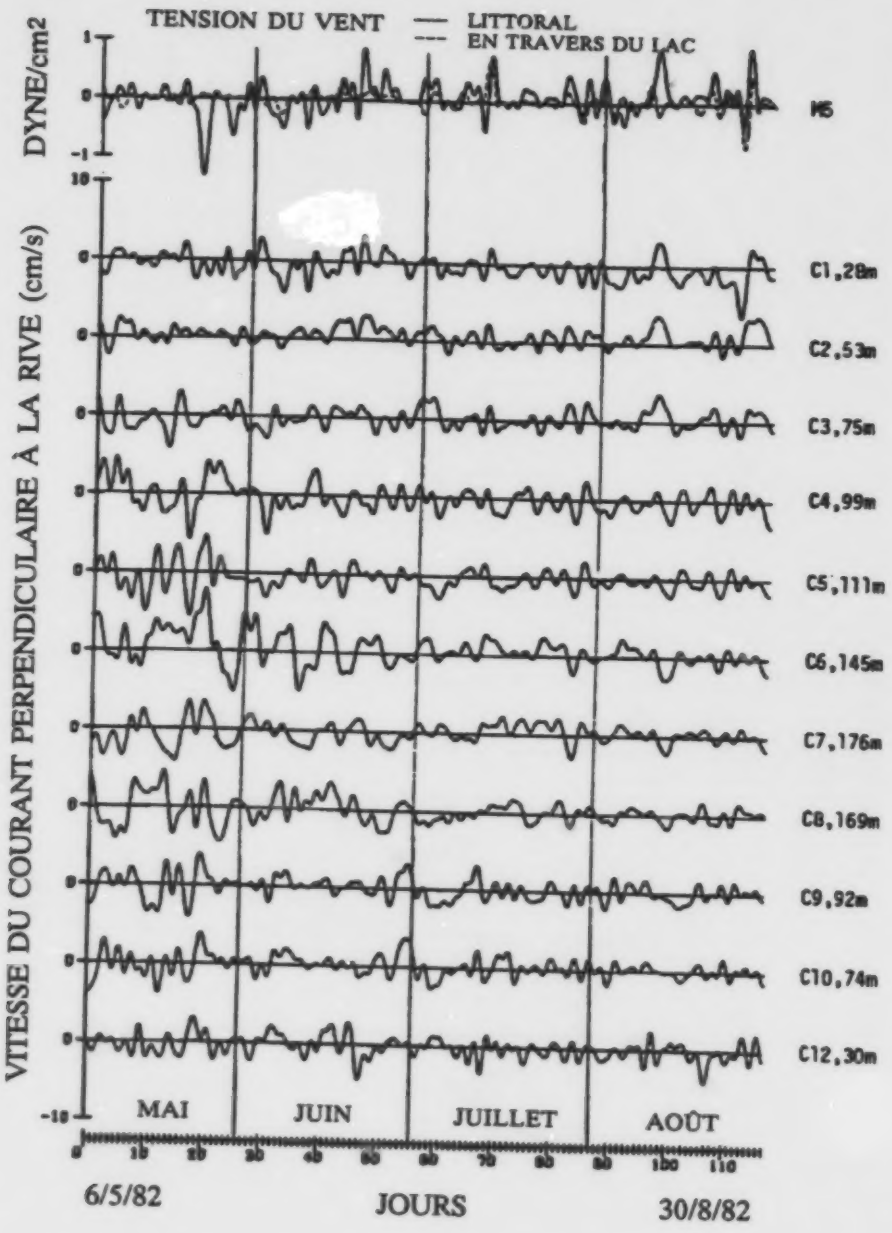


Figure 2.29 Composantes du courant perpendiculaire à la rive au fond de la section transversale du lac Ontario, entre Port Hope et Point Breeze.

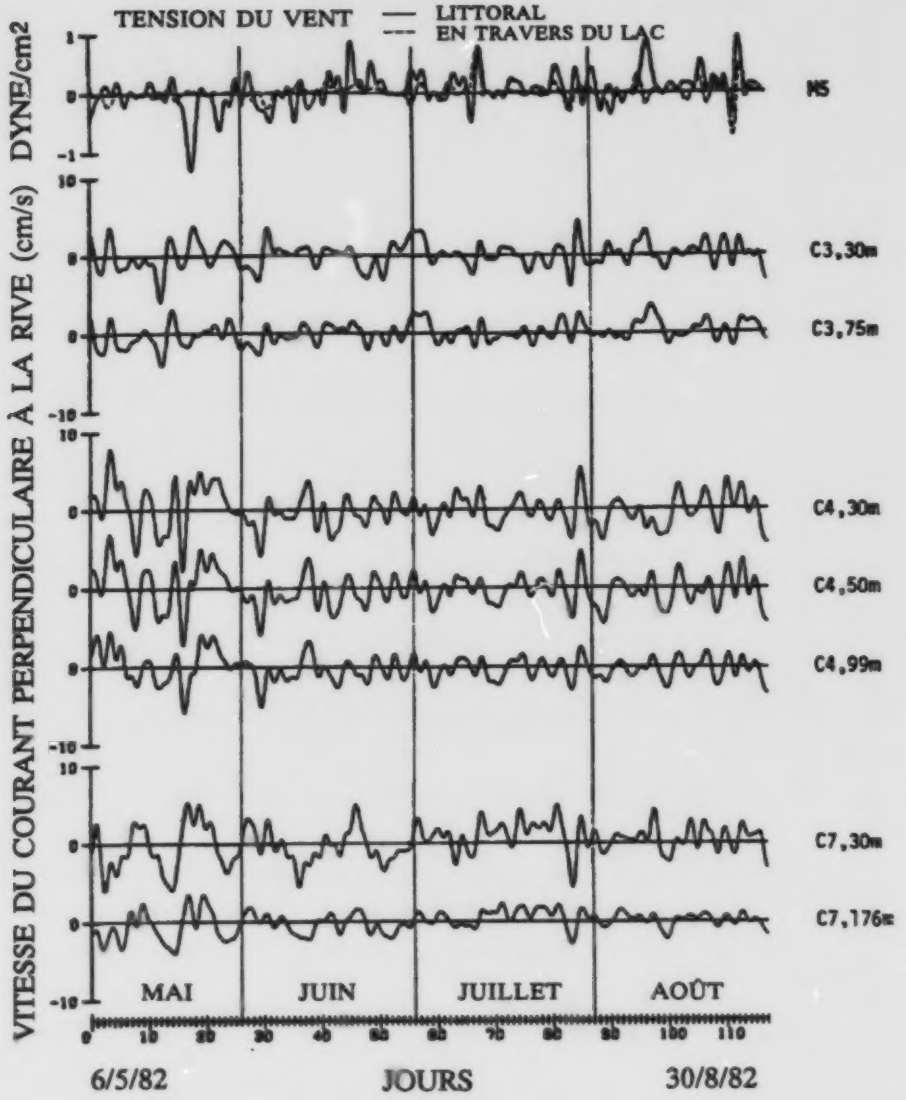


Figure 2.30 Structure verticale des courants perpendiculaires à la rive dans l'hypolimnion.

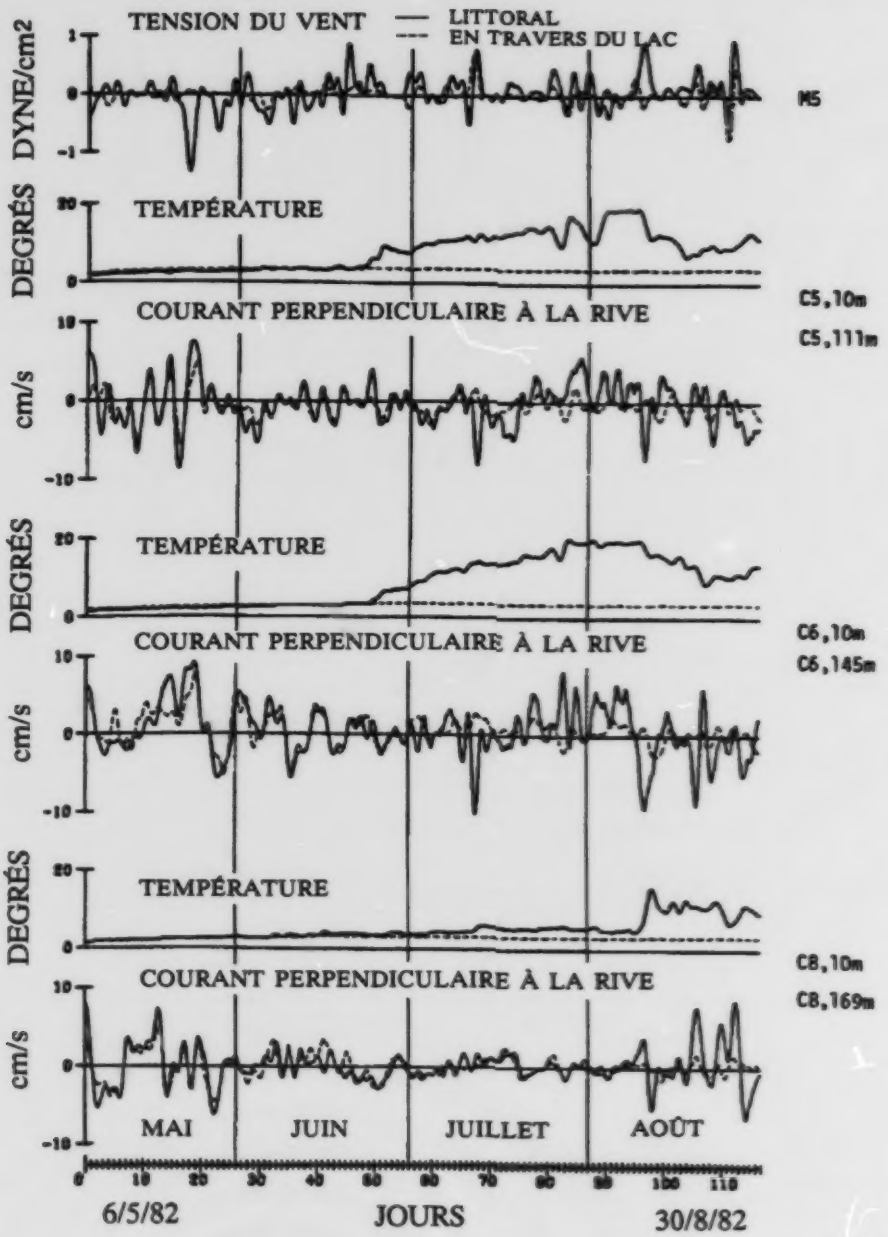


Figure 2.31 Structure verticale de la température et du courant perpendiculaire à la rive à certains points d'amarrage en eaux profondes.

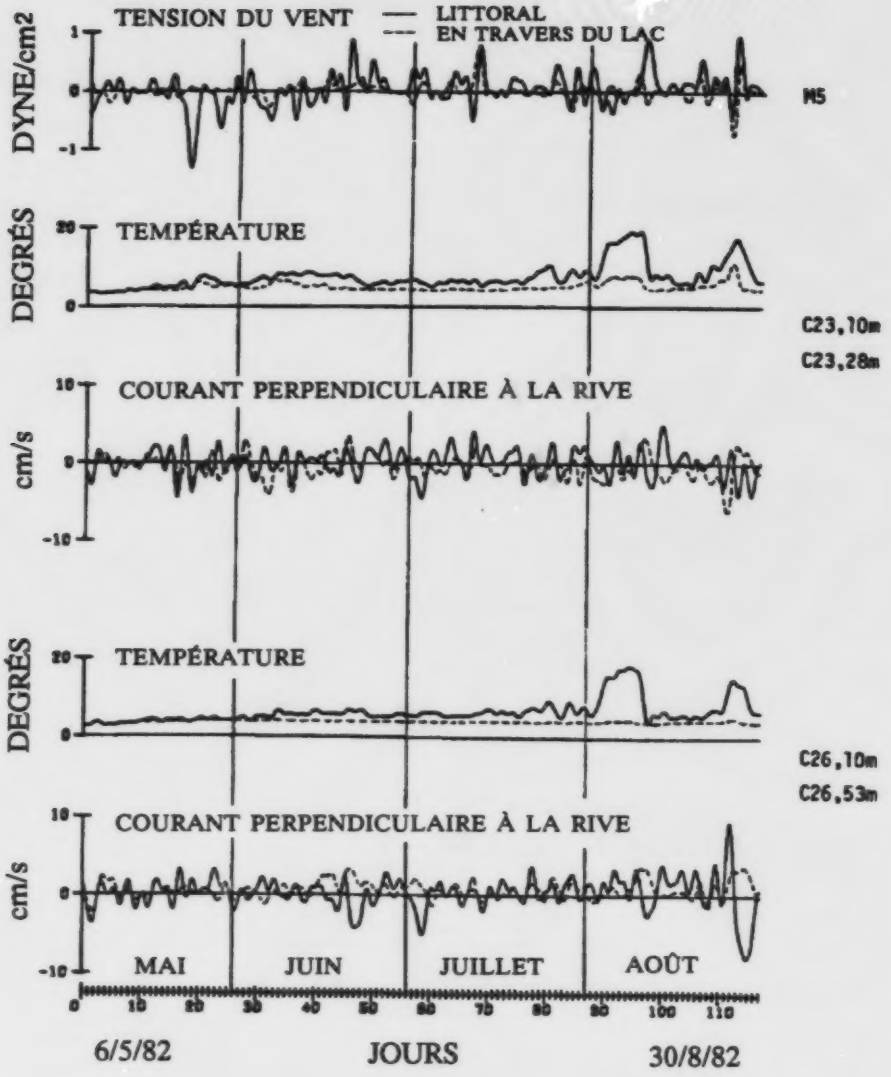


Figure 2.32 Structure verticale de la température et du courant perpendiculaire à la rive à certains points d'amarrage en eaux profondes, près de la rive nord.

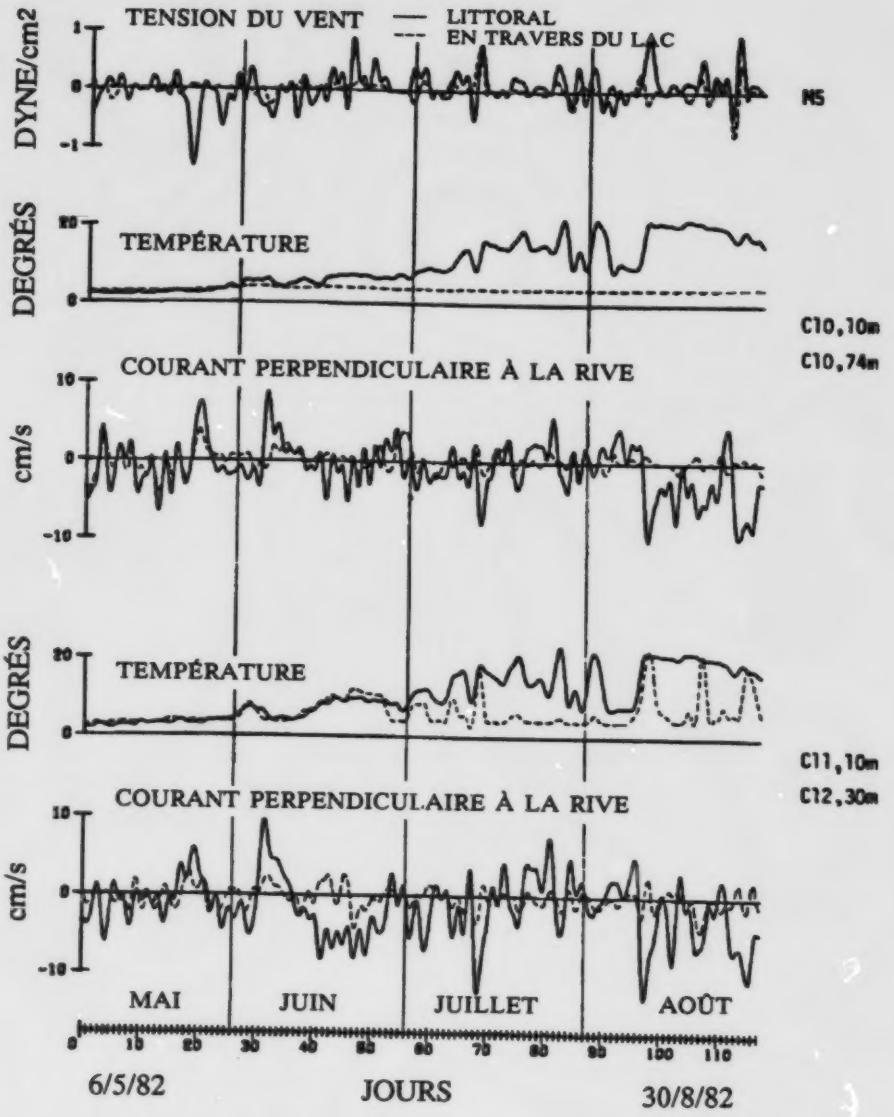


Figure 2.33 Structure verticale de la température et du courant perpendiculaire à la rive à certains points d'amarrage en eaux profondes, près de la rive sud.

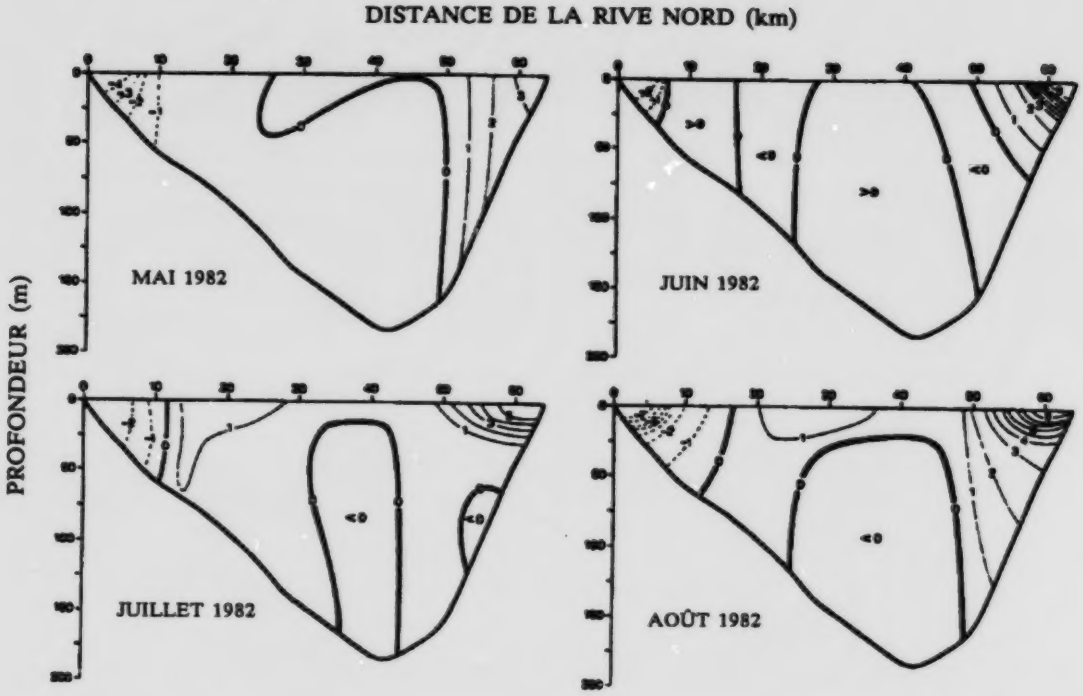


Figure 2.34 Moyennes mensuelles des distributions de courant dans la section transversale du lac Ontario, entre Port Hope et Point Breeze. Les valeurs positives représentent les courants vers l'est.

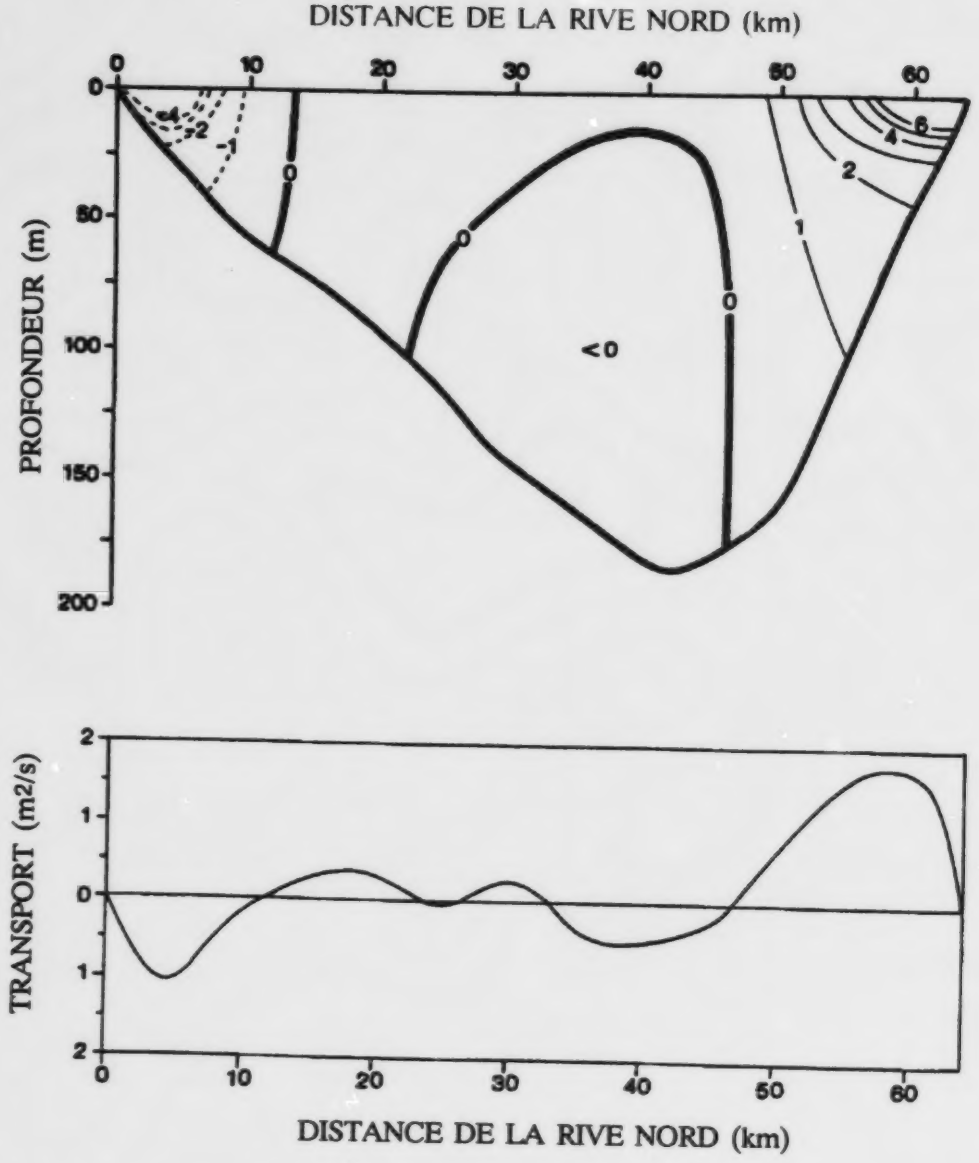


Figure 2.35 Distribution du courant moyen dans la section transversale du lac Ontario, de mai à août 1982 (haut de la figure) et transport moyen dans la section transversale (bas de la figure). Les valeurs positives représentent un écoulement vers l'est.

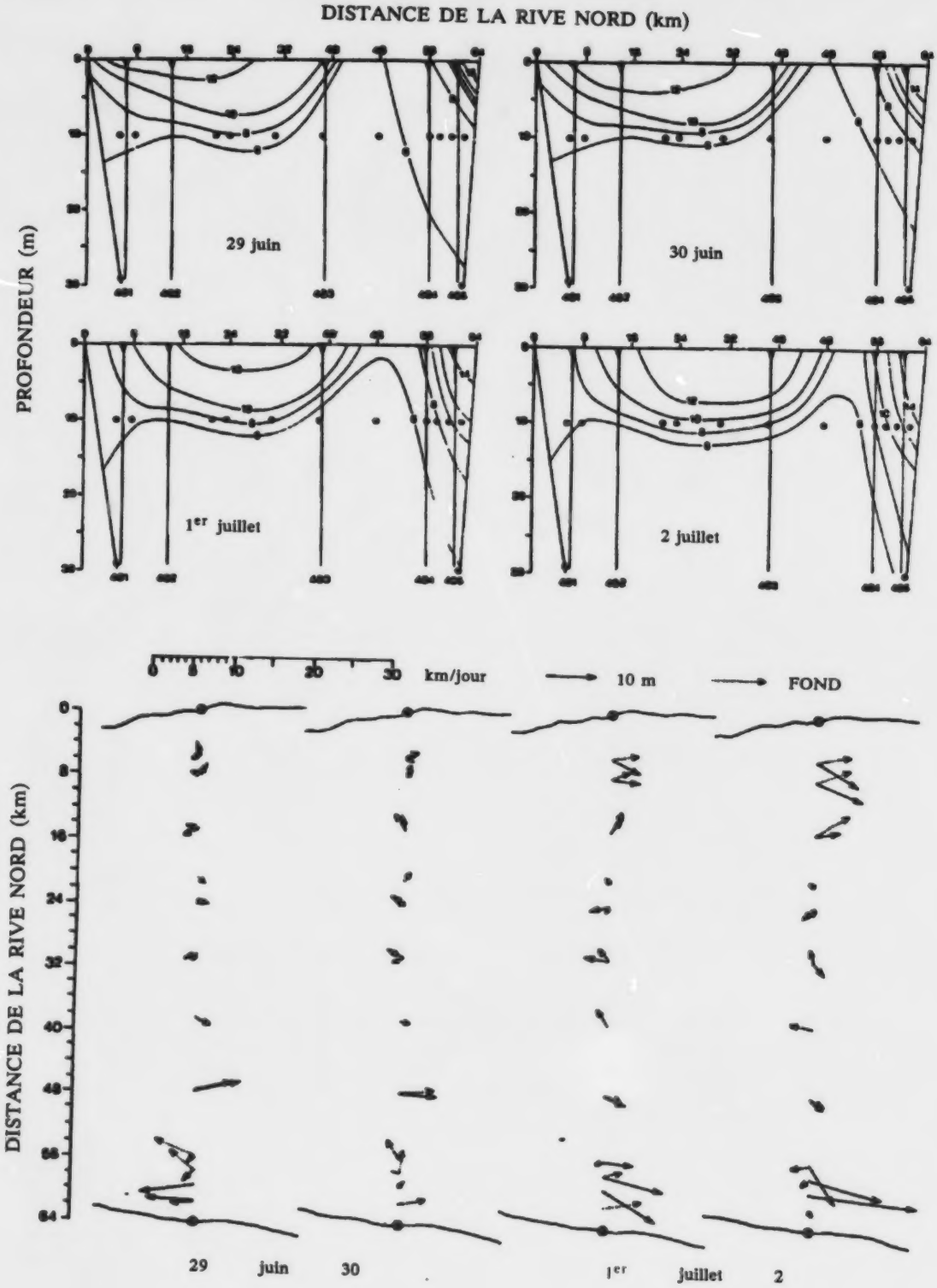


Figure 2.36 Températures (haut) et courants (bas) quotidiens dans la section transversale du lac Ontario, entre Port Hope et Point Breeze, du 29 juin au 2 juillet 1982.

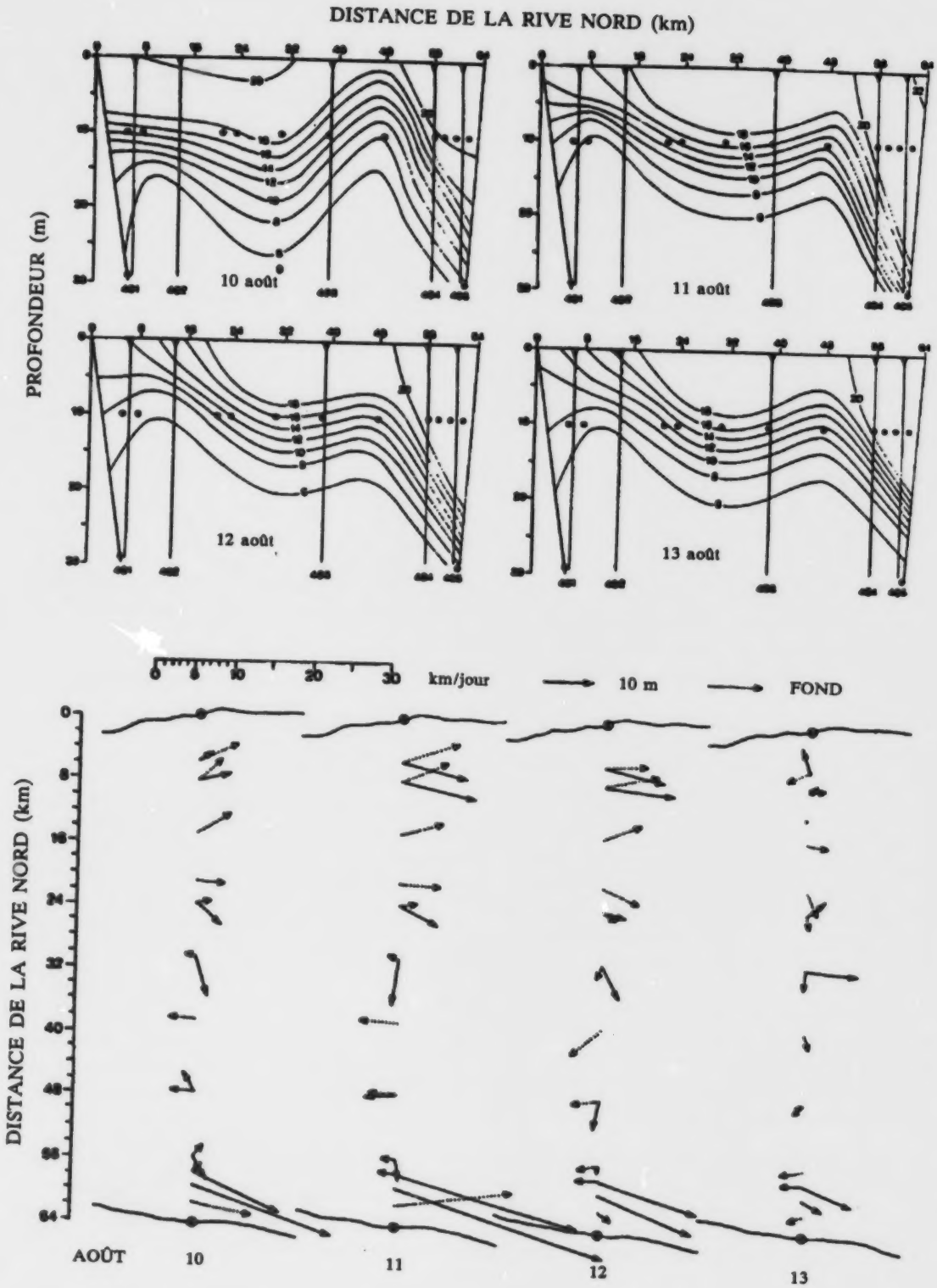


Figure 2.37 Températures (haut) et courants (bas) quotidiens dans la section transversale du lac Ontario, entre Port Hope et Point Breeze, du 10 août au 13 août 1982.

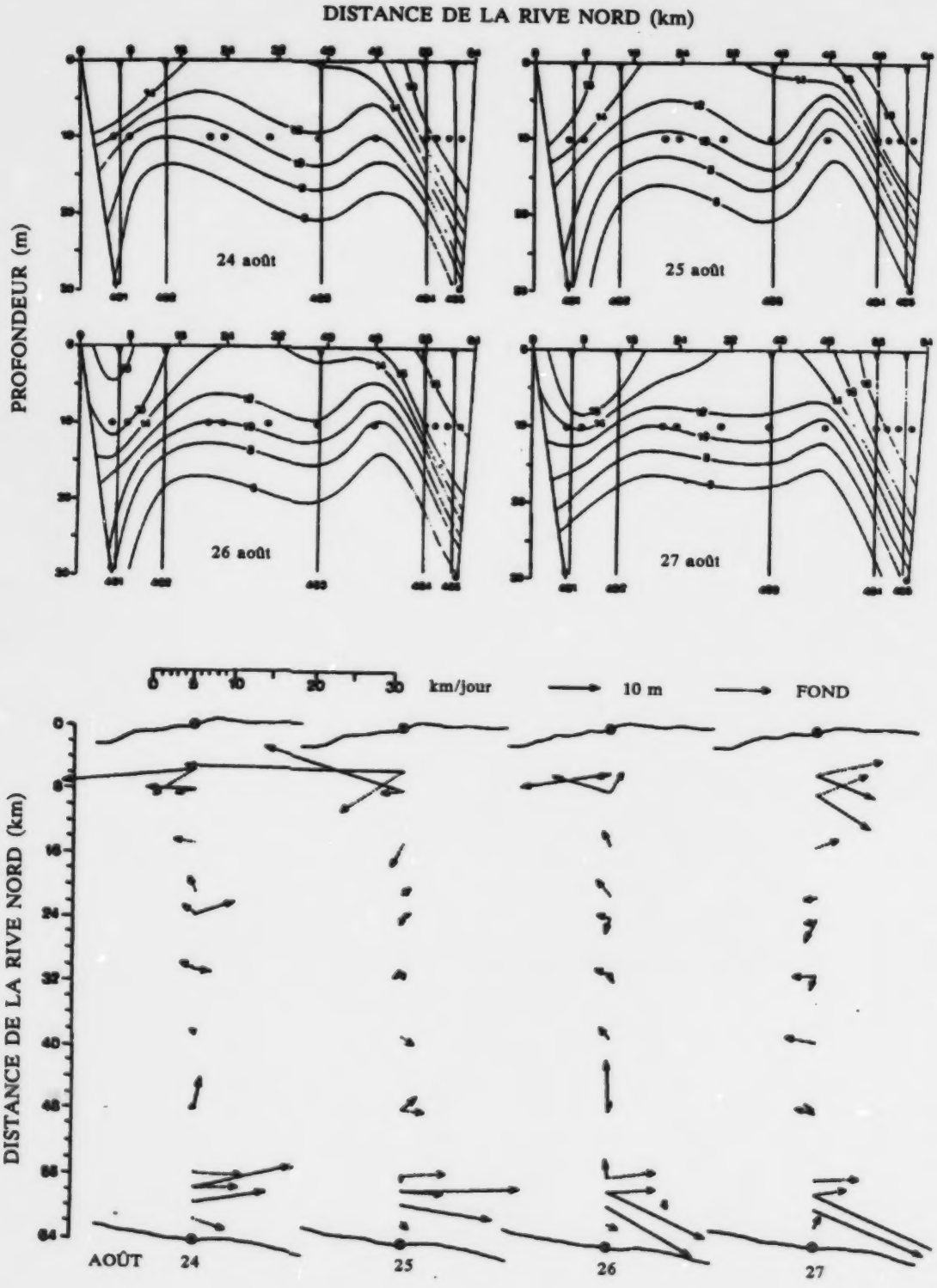


Figure 2.38 Températures (haut) et courants (bas) quotidiens dans la section transversale du lac Ontario, entre Port Hope et Point Breeze, du 24 août au 27 août 1982.

Étude d'été : rive nord

3.1 Variation des températures et des courants le long de la rive

La présente partie porte sur les températures et les courants observés dans la partie septentrionale du transect central du lac Ontario et dans les transects littoraux situés à l'est et à l'ouest (figure 1.1; tableau 1.1). La figure 3.1 présente la variation d'est en ouest des courants littoraux aux profondeurs de 30 m (haut de la figure), 50 m (milieu) et 75 m (bas). Toutes les données ont été lissées afin d'éliminer les fluctuations de période inférieure à deux jours. Les courants sont très uniformes le long de la rive et très corrélés au vent littoral indiqué au sommet de la figure.

La figure 3.2 illustre la structure verticale de la température et des courants dans la zone littorale. Les observations de surface sont représentées par des lignes continues, les observations de fond, par des lignes tiretées. Ce n'est que durant les périodes de forte descente des eaux observées en août que la thermocline s'enfonce sous le niveau de 10 m et qu'un cisaillement vertical est observé dans les enregistrements des courantomètres. Ces courants descendants semblent être associés à des impulsions de vent de l'est; cependant, comme on pourra le constater, la dynamique du deuxième événement est très différente de celle du premier.

La figure 3.3 présente les variations de température telles qu'enregistrées par les profileurs de température fixes. Des courants ascendants et descendants dus au vent se produisent simultanément le long de la rive nord comme on peut l'observer, par exemple, pendant les 10 premiers jours d'août. Ce phénomène est prévisible car l'échelle des systèmes météorologiques est si grande que le vent est très uniforme sur tout le lac (voir la section 2.1). Toutefois, la relaxation de la thermocline après une remontée d'eau dans des lacs de grande superficie se traduit souvent par la circulation dextrogyre d'une onde de Kelvin interne dans le bassin. En ce qui concerne le lac Ontario, un certain nombre de phénomènes de ce genre ont été documentés au cours de l'Année internationale d'étude des Grands Lacs (1972). Un exemple frappant de ce type de phénomène a été relevé dans les présentes données après la remontée d'eau qui a duré du 9 au 11 août. L'enfoncement ultérieur de la thermocline s'est propagé d'est en ouest le long de la rive nord jusqu'à ce qu'une autre remontée d'eau ait lieu à la fin d'août.

Pour analyser la structure littorale des températures en fonction du vent, on a utilisé les données recueillies dans les transects littoraux situés à 30 km à l'est et à l'ouest du transect principal (figure 1.1). Des distributions littorales de la température ont été obtenues par interpolation, comme ce fut le cas pour les

distributions du transect principal dans la section 2.3. Les figures 3.4 à 3.6 montrent les variations moyennes quotidiennes des températures littorales enregistrées à une distance de 5 km de la rive nord du lac Ontario. Le trait vertical au centre de chaque diagramme correspond au transect principal du lac Ontario; le côté gauche coïncide avec le transect littoral ouest et le côté droit, avec le transect littoral est. Les données quotidiennes sur les courants observés sont représentées par des flèches qui révèlent qu'une onde d'eau chaude a progressé d'est en ouest le long de la rive nord et a été accompagnée de forts courants de surface dirigés vers l'ouest. La pointe de l'onde d'eau chaude a traversé la section transversale centrale le 25 août. À cette date, le courant moyen quotidien au niveau de 10 m a atteint 28 km/jour. Des processus non linéaires jouent, par conséquent, un rôle crucial et l'onde de Kelvin prend la forme d'un front chaud. La dynamique de cet événement sera traitée dans les prochains paragraphes.

3.2 Un modèle simple de courant ascendant littoral

La théorie des courants ascendants dus au vent dans des lacs de grande superficie comporte deux éléments de base. Le premier élément est lié à la formation d'un courant ascendant littoral dû aux vents locaux. Selon la théorie d'Ekman, le vent provoque le déplacement vers sa droite d'une couche superficielle d'eau de 10 à 20 m de profondeur à cause de la force de Coriolis qui tient à la rotation de la Terre. Par conséquent, un vent qui longe une rive a tendance à créer un courant superficiel perpendiculaire à la rive. Afin de maintenir un équilibre massique dans la zone littorale, il faut que le courant de dérive en surface soit compensé par un courant opposé en profondeur, de sorte que les deux courants sont reliés par un courant vertical près de la rive. Ainsi, lorsqu'un vent souffle le long d'une rive et que la côte se trouve à sa gauche, il s'établit un courant ascendant, et inversement lorsqu'un vent souffle le long d'une rive et que la côte se trouve à sa droite, il s'établit un courant descendant. Charney (1955) a montré, que s'il y a stratification des eaux, les déplacements de la thermocline causés par un courant ascendant diminuent rapidement vers le large, de sorte que de tels courants ascendants ne s'étendent que sur une bande de quelques kilomètres près de la rive.

Le second élément de la théorie des courants ascendants littoraux concerne la façon dont se propage autour du lac un courant ascendant ou descendant dû au vent. D'après ce qui précède, lorsqu'un vent uniforme souffle au-dessus d'un lac, il s'établit un courant ascendant près de la rive située à la gauche du vent et un courant descendant près de la rive située à sa droite, mais les effets sont négligeables près des rives au vent et sous le vent où la composante littorale du vent est nulle. En dépliant la rive du lac pour qu'elle soit rectiligne, on peut facilement comprendre que les excursions de la thermocline dues au vent décrivent le long de la rive, une onde dont la longueur est égale au périmètre du lac. De telles ondes thermoclines qui, comme il a été mentionné, se limitent à une étroite bande près de la rive sont appelées ondes internes de Kelvin. Ces ondes se déplacent à la vitesse des ondes de gravitation à l'interface de couches de fluide

de différentes densités mais, à cause de la force de Coriolis due à la rotation de la Terre, elles demeurent confinées par la rive et se propagent appuyées sur leur droite contre la rive (dans l'hémisphère nord), c'est-à-dire, dans le sens anti-horaire autour des Grands Lacs. Cette circulation littorale d'eau chaude et d'eau froide après d'importantes remontées d'eau a été observée pour la première fois dans le lac Michigan par Mortimer (1963) et une analyse portant sur des lacs théoriques a été présentée par Csanady (1968). Ces ondes de Kelvin sont à l'origine de la circulation observée dans les figures 3.5 et 3.6.

Selon ce qui précède, une remontée d'eau en un endroit donné dépend non seulement de la poussée locale du vent mais également des courants ascendants provoqués par le vent en d'autres endroits autour du lac, étant donné que ces perturbations peuvent par la suite se propager dans la région à l'étude. Fondée sur ces prémisses, une théorie applicable des courants ascendants provoqués par le vent dans les lacs de grande superficie a été élaborée au début des années 70 par Bennett (1973), Bennett et Lindstrom (1977), Csanady et Scott (1974), Gill et Clarke (1974) et Clarke (1977). Cette théorie sera maintenant utilisée pour expliquer les déplacements de la thermocline observés le long de la rive nord du lac Ontario après la tempête qui a sévi du 9 au 11 août 1982.

Ceci dit, la première étape de la théorie consiste à calculer la composante littorale de la tension du vent à intervalles réguliers étant donné que cette composante donne lieu à un courant ascendant ou descendant. Pour un vent donné, la composante littorale dans chaque intervalle du rivage est fonction de l'orientation locale de la rive par rapport à la direction du vent. Ainsi, dans la figure 3.7, la tension moyenne du vent pendant la tempête du 9 au 11 août est indiquée par la flèche située au centre du lac Ontario, et quelques composantes de tension parallèles au rivage sont indiquées par des flèches en certains endroits de la rive. Les calculs ont en fait porté sur des intervalles de 5 km le long de la rive. Le centre de la figure 3.7 porte les mêmes informations après déploiement de la rive en une ligne droite débutant par l'extrémité ouest du lac et se prolongeant suivant le sens horaire. À noter que les flèches le long de la rive sud pointent maintenant vers la gauche étant donné que la rive se trouve à la droite du vent local. Le bas de la figure 3.7 présente les excursions résultantes de la thermocline, le long de la rive, par rapport à sa position avant la tempête. Ces excursions sont proportionnelles à la composante littorale de la tension du vent, intégrée sur la durée de la tempête. Selon cette théorie, le facteur de proportionnalité est $(C/\varepsilon gh)$ où C est la vitesse de l'onde interne, ε est la variation de densité en travers de la thermocline, g est l'accélération due à la pesanteur et h est la profondeur moyenne de la thermocline. D'après la figure 3.3, on obtient les valeurs estimées $\varepsilon = 0.0015$ et $h = 12$ m, tandis que le modèle empirique de Bennett et Lindstrom (1977) donne pour le lac Ontario $C = 20$ km/jour. La tension moyenne pendant la période de tempête de trois jours est 0.54 dyne/cm^2 de sorte que l'excursion théorique de la thermocline durant la tempête est de 18.3 m. Ce chiffre est comparable aux observations faites à Port Hope et à Point Breeze (figure 3.3).

L'étape suivante du calcul consiste à déplacer l'onde de la thermocline le long de la rive de sorte que la rive se trouve à droite de la direction de la propagation. C'est pourquoi l'onde se déplace vers la gauche à la figure 3.7 comme l'indiquent les flèches creuses. À la vitesse de propagation susmentionnée de 20 km/jour, le front d'onde atteindrait Port Hope avant le 19 août, soit un peu avant la date indiquée à la figure 3.6. Cependant, un certain nombre de facteurs supplémentaires modifient la forme de l'onde à mesure qu'elle se propage le long de la rive. Il faut d'abord prévoir un amortissement graduel de l'amplitude de l'onde, causé par les irrégularités du fond et de la rive et par un brassage des eaux le long de la thermocline. Ensuite, même si la tempête du 9 au 11 août est en grande partie responsable des déplacements subséquents de la thermocline, tous les vents qui se manifestent par la suite jouent un rôle semblable bien que moins grand. Par conséquent, il faut procéder de la même façon pour chaque événement de vent et additionner les résultats. Puisque les effets des vents antérieurs diminuent graduellement, les données à tout moment doivent d'abord tenir compte des vents les plus récents. Enfin, comme le montre Bennett (1973), des facteurs non linéaires ont pour effet d'accentuer la pente de l'onde d'eau chaude en un front chaud.

En guise de conclusion, ajoutons quelques mots sur les courants associés aux déplacements de la thermocline provoqués par le vent. Selon le modèle des courants ascendants susmentionné, les excursions de la thermocline sont accompagnées de courants longeant la rive dans une étroite bande littorale. Au-dessus de la thermocline, les courants se déplacent de telle sorte que la rive se trouve à leur gauche dans les zones de courant ascendant et à leur droite dans les zones de courant descendant. C'est pourquoi l'eau superficielle s'écoule dans la même direction que les flèches de vent indiquées à la figure 3.7. Les courants se déplacent vers la gauche tout comme l'onde. C'est pourquoi les courants dus au vent, qui s'écoulent vers l'est le long de la rive nord, subissent une inversion vers l'ouest lorsqu'ils s'approchent de la masse d'eau chaude. Les données de courantomètre de la figure 3.6 prévoient de forts courants de surface s'écoulant vers l'ouest après le passage du front chaud.

3.3 Stratification et topographie dans les eaux littorales

La réaction au vent en fonction du temps des eaux stratifiées peut donner lieu à un certain nombre de formes d'onde différentes. La réponse barocline des zones littorales est souvent caractérisée par des ondes internes littorales de Kelvin, tandis que celle des zones situées au large peut se traduire par des ondes de Poincaré. Les ondes internes de Kelvin sont des ondes gravitationnelles confinées par la rive sur leur droite (dans l'hémisphère nord), tandis que les ondes internes de Poincaré correspondent à des déplacements inertiels dans des bassins homogènes. Comme les déplacements d'eau associés aux ondes de Poincaré ont des périodes inférieures à un jour, ils ne seront pas pris en compte dans la présente étude. Cependant, comme il a été mentionné, certaines longues ondes internes de Kelvin peuvent durer jusqu'à quelques semaines et, de ce fait, elles peuvent être accompagnées de forts courants

littoraux et d'excursions importantes et persistantes de la thermocline. Dans un bassin fermé, ces ondes peuvent être amplifiées par des vents uniformes étant donné que la composante littorale du vent est périodique autour du bassin. Le long d'une plate-forme océanique rectiligne, des ondes de Kelvin semblables peuvent être engendrées le long du littoral par des ondes météorologiques d'échelle synoptique.

En plus de ces ondes internes, la topographie influe sur la circulation littorale, que les eaux soient stratifiées ou homogènes. Cette réaction topographique au vent produit d'autres ondes littorales. Ces ondes font partie des ondes de plate-forme et elles se propagent confinées par la rive sur leur droite (dans l'hémisphère nord) tout comme les ondes internes de Kelvin. Les courants associés à une onde purement topographique sont barotropes et, de ce fait, se distinguent des cisaillements de courant causés par de simples ondes internes de Kelvin. Cependant, comme leurs durées sont comparables, il est souvent difficile de déterminer si les inversions de courant observées sont causées principalement par des effets baroclines ou topographiques (Simons, 1975; Csanady, 1976). Cette question est encore plus complexe lorsque l'effet de la topographie s'ajoute à celui de la stratification : il est alors impossible de distinguer les réactions barocline et barotrope au vent; les ondes internes de Kelvin se confondent alors avec les ondes de plate-forme topographiques (Allen, 1975; Wang, 1975). Pour un examen de ces divers effets ondulatoires, le lecteur se reportera à Mysak (1980).

La présence d'ondes littorales ajoute aux contraintes dans les études de modélisation des courants ascendants et descendants et des courants associés dans les zones littorales. En premier lieu, des variations littorales signifient que le problème est essentiellement tridimensionnel. En deuxième lieu, la conjugaison des modes barocline et topographique exclut l'utilisation des équations habituelles des ondes internes sans égard à l'écoulement moyen vertical. Étant donné que le modèle produit est plutôt complexe, la question consiste à déterminer dans quelle mesure les mêmes phénomènes peuvent être simulés par des modèles plus simples et moins coûteux. C'est là un des problèmes qui seront maintenant abordés.

Un autre aspect des modèles de stratification est la structure verticale de ces modèles. La version la plus simple est un modèle composé de deux couches de fluide de densités constantes, séparées par une interface imperméable mobile. Ces dernières années, des modèles à plusieurs niveaux ont été mis au point : ils permettent de calculer les températures et les courants à un nombre arbitraire de niveaux fixes. Ce type de modèle peut traiter des données plus générales sur les gradients de température, mais il peut se traduire par un affaiblissement plus élevé des ondes internes et une dégradation de la thermocline à cause d'erreurs numériques d'arrondi. Il est avantageux d'utiliser ces deux modèles pour simuler un même courant ascendant observé et pour déterminer quel niveau de complexité ils doivent comporter pour produire des résultats acceptables. Il s'agit là du second sujet qui sera abordé dans le présent document.

3.4 Réponse du modèle bicouche aux ondes de vent littorales

Avant de simuler un courant ascendant observé, il faut évaluer les effets des ondes littorales et le couplage des modes interne et externe à l'endroit étudié du littoral. Par souci de simplicité, on utilise le modèle bicouche classique. L'approximation du «couvercle rigide» permet de supprimer le taux de variation dans le temps de la surface libre dans l'équation de continuité qui est intégrée à la verticale. Elle permet de définir une fonction de l'écoulement moyen vertical, mais ne signifie pas que la surface libre coïncide en tout temps avec son niveau d'équilibre. Elle n'élimine que les perturbations de la surface libre associées aux ondes de gravité externes.

Posons h la profondeur variable de l'interface au-dessous de la surface non perturbée et η, l'altitude de la surface libre; alors l'épaisseur de la couche supérieure sera $h' = h + \eta$. Si H est la profondeur d'eau, $D = h(H-h)/H$ la profondeur équivalente du mode interne, $\vec{v}$ le courant moyen vertical, ψ la fonction de courant correspondante et v' le cisaillement du courant entre les couches supérieure et inférieure du modèle, les équations du modèle bicouche linéarisé peuvent s'écrire, en fonction de ces variables, de la façon suivante :

$$\nabla\cdot(H\vec{v}) = 0 \qquad H\vec{v} = \vec{k} \times \nabla\psi \tag{1}$$

$$\frac{\partial\vec{v}}{\partial t} = f\vec{k} \times \vec{v} - \nabla(g\,\eta) + \frac{H-h}{H}\,\nabla(\varepsilon g h') + \frac{\vec{\tau}_s}{\rho H} - \frac{\vec{\tau}_b}{\rho H} \tag{2}$$

$$\frac{\partial h'}{\partial t} + \nabla\cdot(D\vec{v}') + \nabla\cdot(h\vec{v}) = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial\vec{v}'}{\partial t} = f\vec{k} \times \vec{v}' - \nabla(\varepsilon g h') + \frac{\vec{\tau}_s}{\rho h} + \frac{\vec{\tau}_b}{\rho(H-h)} - \frac{\vec{\tau}_i}{\rho D} \tag{4}$$

f étant le paramètre de Coriolis, g l'accélération due à la pesanteur, $\varepsilon = \Delta\rho/\rho$ la différence de densité à travers l'interface, τ_s, τ_b, τ_i la tension à la surface, au fond et à l'interface respectivement, ∇ l'opérateur du gradient et k le vecteur unitaire vertical. Dans les équations suivantes, h est une constante égale à la profondeur moyenne de la thermocline et h' l'écart instantané local de la profondeur de la couche supérieure par rapport à cette valeur moyenne. À noter qu'une valeur positive de h' correspond à un déplacement vers le bas de l'interface.

Le frottement interne est considéré proportionnel au cisaillement du courant à l'interface, tandis que le frottement de fond est proportionnel au courant de fond. Il s'ensuit donc que

$$\frac{\vec{\tau}_i}{\rho} = c_i\vec{v}'; \quad \frac{\vec{\tau}_b}{\rho} = C_b\left(\vec{v} - \frac{h}{H}\vec{v}'\right) \quad \frac{C_b}{H} = (\vec{k} \times \nabla\psi - h\vec{v}') \tag{5}$$

où les coefficients ont les dimensions d'une vitesse. Les temps d'amortissement correspondants pour les frottements interfacial et de fond sont :

$$T_i = \frac{D}{C_i} \qquad T_b = \frac{H}{C_b} \tag{5a}$$

Prenons une rive rectiligne qui coïncide avec l'axe des y, avec une plate-forme dont le profil est uniforme de façon que la profondeur n'est une fonction que de x. Le vent souffle parallèlement à la rive et varie périodiquement le long de cette rive. Comme il a déjà été mentionné, cette situation est semblable à celle d'un vent uniforme soufflant au-dessus d'un bassin fermé. En premier lieu, étudions, en l'absence de frottement, la réponse à une onde de vent qui progresse le long de la rive; il découle

$$\tau_{sx} = 0, \qquad \tau_{sy} = \tau_o \, e^{i(ky-\sigma t)} \tag{6}$$

où k est le nombre de l'onde littorale, σ la fréquence et τ_o une constante. Les solutions seront de la forme

$$\psi = \psi_o(x) \, e^{i(ky-\sigma t)} \qquad h' = h'_o(x) \, e^{i(ky-\sigma t)} \tag{7}$$

Après avoir combiné les équations d'écoulement moyen (1) et (2) dans l'équation du tourbillon et éliminé les vitesses de cisaillement des équations (3) et (4), il en résulte le système d'équations suivant :

$$\left[\frac{d}{dx}\left(H^{-1}\frac{d}{dx}\right) - k^2H^{-1} + \frac{kf}{\sigma}\frac{dH^{-1}}{dx}\right]\psi_o - \frac{kh}{\sigma}\frac{dH^{-1}}{dx}\,\varepsilon g h'_o = \frac{dH^{-1}}{dx}\frac{i\tau_o}{\sigma\rho} \tag{8}$$

$$\left[\frac{d}{dx}\left(D\frac{d}{dx}\right) - k^2D - \frac{kf}{\sigma}\frac{dD}{dx} - \frac{f^2-\sigma^2}{\varepsilon g}\right]\varepsilon g h'_o - \frac{(f^2-\sigma^2)kh}{\sigma}\frac{dH^{-1}}{dx}\psi_o$$

$$= \left(kD + \frac{f}{\sigma}\frac{dD}{dx}\right)\frac{i\tau_o}{\rho h} \tag{9}$$

Avec des conditions aux limites de vitesses normales nulles sur la rive

$$\psi_o = 0, \quad \left(\frac{\sigma}{f}\frac{d}{dx} - k\right)\varepsilon g h'_o = \frac{i\tau_o}{\rho h} \quad \text{sur la rive} \tag{10}$$

Pour τ_o = réel, les solutions sont purement imaginaires, soit positives, soit négatives. Une valeur positive indique un retard de 90° par rapport au vent, et une valeur négative indique que la solution est en avance de 90° par rapport au vent. Lorsque la fréquence de poussée devient égale à une fréquence de mode normal, le système entre en résonance et les solutions changent de signe.

En l'absence des derniers termes du membre gauche des équations (8) et (9) et en l'absence de poussée du vent, la première équation a pour solution des ondes de plate-forme topographiques et la seconde équation, l'onde interne de Kelvin. Les derniers membres de gauche des équations montrent que la pente du fond cause un couplage de ces deux formes d'onde. L'effet de l'écoulement de cisaillement sur l'écoulement moyen résulte du fait que la pression de fond intervient dans l'équation du tourbillon de l'écoulement moyen lorsqu'il y a variation avec la profondeur (Welander, 1959). Étant donné que la pression de fond est en partie déterminée par les variations de la thermocline, une onde interne de Kelvin se propageant au-dessus d'un fond incliné crée un tourbillon dans l'écoulement moyen. Par ailleurs, l'effet de l'écoulement moyen sur l'écoulement de cisaillement est pris en compte dans le dernier terme de l'équation de continuité (3) de l'écoulement interne. Ce terme n'est plus nul si l'écoulement moyen traverse des isobathes; c'est pourquoi l'écoulement d'ondes topographiques transversal à la pente causera un écoulement barocline. Allen (1975) a analysé ces effets de couplage et en conclut que le déplacement barotrope causé par l'onde de Kelvin est comparable à l'effet des variations topographiques sur l'onde de Kelvin elle-même. Il ne serait donc pas logique d'inclure la topographie dans les équations de cisaillement vertical sans tenir compte d'un couplage avec le mouvement barotrope. Allen a également montré que l'effet barocline sur une onde de plate-forme barotrope est plus faible que l'effet barotrope sur une onde interne de Kelvin dans un milieu à stratification relativement faible comme celui que l'on observe dans le lac Ontario.

On peut facilement résoudre le système couplé d'équations de la section transversale du lac Ontario de la figure 1.1 en recourant à des méthodes numériques. Après avoir remplacé les dérivées par des différences finies, le système d'équations peut être convenablement résolu par la méthode de Lindzen et Kuo (1969), qui a été utilisée par Wang (1975) pour résoudre un problème semblable. La figure 3.8 montre des courants littoraux engendrés à 5 km au large de la rive nord par des vents de différentes périodes et d'amplitude égale à 1 dyne/cm^2. La longueur de l'onde longeant la rive est fixée à deux fois la longueur du lac Ontario, c'est-à-dire 600 km, la profondeur de la thermocline est de 12 m, la différence de densité est de 1.5×10^{-3} et la maille de la grille mesure 2 km. Le haut de la figure présente les résultats obtenus sans couplage de l'écoulement moyen et de l'écoulement de cisaillement; la partie inférieure tient compte de ce couplage. La période de l'onde de plate-forme est de 9.5 jours sans tenir compte des effets du couplage et de 9.1 jours si on tient compte de l'écoulement de cisaillement. La période de l'onde de Kelvin est de beaucoup réduite par les effets du couplage, passant de 27 jours sans écoulement moyen à 21.2 jours avec écoulement moyen. À noter que, lorsqu'ils sont couplés, les écoulements moyen et de cisaillement entrent en résonnance à la période de l'onde de plate-forme et à la période de l'onde de Kelvin. C'est pourquoi les courants d'onde de plate-forme comportent une composante barocline, et les courants d'onde de Kelvin, une composante barotrope.

Pour placer ces résultats dans la perspective appropriée, il est important de se rendre compte que la vitesse de l'onde de Kelvin dans un modèle bicouche à profondeur variable est fortement liée à la profondeur des eaux littorales. Dans les modèles bicouches, la couche de fond doit avoir une valeur finie sur la rive, mais le choix de cette profondeur est très arbitraire dans les cas où la thermocline recoupe réellement le fond. Dans les présents calculs, la profondeur de la couche inférieure sur la rive a été établie à 2 m. Des calculs réalisés pour différentes valeurs de cette profondeur ont montré que la période de l'onde de Kelvin diminue de plus du quart lorsque la profondeur de la couche inférieure le long de la rive est accrue de façon à égaler la profondeur de la couche supérieure. Ce changement de période est comparable à celui résultant du couplage des écoulements moyen et de cisaillement. Par conséquent, on ne peut obtenir des estimations exactes des vitesses des ondes de Kelvin qu'en tenant compte des effets du couplage et en attribuant une très petite valeur à la profondeur de la couche inférieure le long de la rive. Cela implique toutefois que la thermocline recoupe le fond à la moindre poussée du vent, invalidant ainsi les équations linéarisées. Cette question sera traitée dans une section ultérieure du présent chapitre dans laquelle le modèle bicouche est comparé à un modèle de température à plusieurs niveaux.

Un autre aspect du couplage des écoulements barotrope et barocline dont il n'a pas encore été question est l'effet du frottement. Selon les équations de frottement en (5), le frottement interne n'influe que sur l'écoulement de cisaillement, et de ce fait, ne peut avoir tout au plus sur l'écoulement moyen qu'un effet indirect attribuable au couplage de fluides non visqueux. Cependant, le frottement de fond augmente le couplage des écoulements moyen et de cisaillement comme il en sera maintenant question.

3.5 Réponse du modèle bicouche au vent observé

La présente section traite de la simulation bicouche d'un courant ascendant observé dans la partie littorale nord de la section transversale du lac Ontario représentée à la figure 1.1. Comme il a été mentionné, ce type d'événement est essentiellement tridimensionnel de sorte que sa simulation nécessite une modélisation de l'ensemble du lac en tenant compte de la topographie et de la configuration réelle du littoral. L'élaboration d'un modèle aussi complet sera traitée à la fin de la présente section; entre temps, il vaut la peine de se pencher sur un modèle beaucoup plus économique fondé sur le fait que la réponse de la zone littorale d'un bassin fermé à un vent uniforme est équivalente à la réponse d'une plate-forme rectiligne à un vent périodique longeant la rive. De plus, il est intéressant de voir dans quelle mesure le même événement peut être simulé par un modèle encore plus simple d'un chenal droit balayé par un vent uniforme parallèle à la rive et, par conséquent, ne permettant pas de prendre en compte les ondes longeant la rive.

Pour en arriver à un modèle intermédiaire, partons du modèle de la dernière section, où le vent prend la forme d'une onde stationnaire variant dans le temps de façon arbitraire

$$\tau_{sx} = 0 \qquad \tau_{sy} = \tau_o(t) \cos ky \tag{11}$$

Les solutions pour toutes les variables seront de la forme suivante :

$$\psi = \mathrm{Re}\,[\psi_o(t,x)\, e^{iky}] \tag{12}$$

où ψ_o est une variable complexe. Les solutions à retenir sont les valeurs des variables à l'endroit où le vent le long du littoral est maximal, y = 0, de sorte que les solutions sont données par les parties réelles des variables complexes.

En remplaçant les équations de l'écoulement moyen (1) et (2) par l'équation du tourbillon, et en introduisant des solutions de la forme (12) dans cette équation et les équations de cisaillement (3) et (4), on obtient les équations suivantes pour les variables complexes :

$$\frac{\partial h'_o}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(Du'_o) - ikDv'_o + ikh\frac{dH^{-1}}{\partial x}\psi_o \tag{13}$$

$$\frac{\partial u'_o}{\partial t} = f\,v'_o - \varepsilon g\frac{\partial h'_o}{\partial x} + \frac{\tau_{bx}}{\rho(H-h)} - \frac{\tau_{ix}}{\rho D} \tag{14}$$

$$\frac{\partial v'_o}{\partial t} = -f\,u'_o - i\,\varepsilon gk\,h'_o + \frac{\tau_{by}}{\rho(H-h)} - \frac{\tau_{iy}}{\rho D} + \frac{\tau_o}{\rho h} \tag{15}$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(H^{-1}\frac{\partial}{\partial x}\right) - k^2H^{-1}\right]\frac{\partial \psi_o}{\partial t} = ifk\frac{dH^{-1}}{dx}\psi_o - i\varepsilon gkh\frac{dH^{-1}}{dx}h'_o + \frac{ik\tau_{bx}}{\rho H} - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\tau_{by}}{\rho H}\right) + \frac{dH^{-1}}{dx}\frac{\tau_o}{\rho} \tag{16}$$

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho} = -\frac{C_b}{H}(hu'_o + ik\,\psi_o) \qquad \frac{\tau_{ix}}{\rho} = c'_i u_o \tag{17}$$

$$\frac{\tau_{by}}{\rho} = -\frac{C_b}{H}\left(hv'_o - \frac{\partial \psi_o}{\partial x}\right) \qquad \frac{\tau_{iy}}{\rho} = c_i v'_o \tag{18}$$

Le système d'équations (13) à (18) est résolu, pour la section transversale de la figure 1.1, en recourant à une grille en quinconce.

La fonction de courant ψ et la vitesse de cisaillement transversal u' sont nulles sur les rives et sont calculées aux multiples entiers de l'intervalle de la grille. L'excursion h' de la thermocline et le cisaillement v' du courant littoral sont calculés à mi-chemin des points de courant. Les termes de Coriolis dans les équations (14) et (15) sont calculés en établissant la moyenne de deux points de grille adjacents. Un calcul d'extrapolation vers l'avant dans le temps est appliqué, sauf aux termes de Coriolis qui sont centrés dans le temps. Dans les équations (14) et (15), l'extrapolation porte sur l'ancienne valeur de la composante v' dans la première équation et la nouvelle valeur de la composante u' dans la seconde équation. Enfin, la solution de (16) est obtenue en inversant la matrice continuante.

En premier lieu, les effets du frottement sont évalués en calculant la réponse à une impulsion de vent de 1 dyne/cm² d'une durée de 16 heures. Une poussée de cette durée finit par supprimer les ondes quasi inertielles et faire ressortir les solutions présentant un intérêt. Les solutions relatives aux courants littoraux près de la rive nord sont présentées à la figure 3.9. La partie supérieure montre le cas d'un fluide non visqueux. Les périodes correspondent aux périodes de résonance du bas de la figure 3.8. Le milieu de la figure 3.9 montre les résultats pour un coefficient de frottement interne de 0.01 cm/s. Selon l'équation (5a), le temps d'amortissement correspondant pour une profondeur de 50 m et une profondeur de la thermocline de 12 m est d'environ 1 jour. Comme prévu, l'effet du frottement interne se limite en grande partie à l'écoulement de cisaillement. Le bas de la figure 3.9 présente le cas d'un frottement de fond avec un coefficient de 0.05 cm/s. Le temps d'amortissement pour une profondeur de 50 m est aussi d'environ 1 jour, selon (5a). Il en résulte un amortissement considérable de l'écoulement moyen, un certain amortissement de l'écoulement de cisaillement, une augmentation importante de la période de l'écoulement moyen et une légère diminution de la période de l'écoulement de cisaillement, ce qui témoigne de l'interaction complexe des écoulements moyen et de cisaillement, due au frottement de fond, qui s'ajoute à l'effet de couplage de fluides non visqueux traité précédemment. On trouve également un exemple de cet effet de couplage dans les résultats du modèle tridimensionnel de Simons (1975) qui a permis de montrer que les modes normaux topographiques du lac Ontario sont fortement modifiés par la stratification.

La modélisation d'une remontée d'eau observée, à partir des équations (13) à (18), est illustrée à la figure 3.10. Dans le haut de la figure, la composante longeant le littoral vers l'est du cisaillement du vent est exprimée en dynes/cm² telle que calculée à partir de mesures de vents recueillies au-dessus de l'eau, avec un coefficient de traînée de 1.2×10^{-3}. Le deuxième volet de la figure 3.10 présente les profondeurs observées de l'isotherme de 10°, à 5 km de la rive nord (ligne continue) et en eaux profondes (ligne tiretée). L'ensemble des enregistrements (figure 2.14) révèle que la stratification au milieu du lac a commencé à la fin de juin, caractérisée par une descente rapide de l'isotherme de 10° au niveau de 10 m où elle s'est stabilisée. Près de la rive nord, l'isotherme de 10° est descendue plus lentement et a

atteint le niveau de 10 m pour la première fois le 25 juillet. À cette date, la thermocline semble assez horizontale dans toute la section transversale de la figure 1.1. Cette date a donc été retenue comme date de départ du modèle. Comme précédemment, la longueur de l'onde littorale est de 600 km, la maille de la grille est de 2 km et le frottement est omis. Les profondeurs mesurées de la thermocline, à 5 km de la rive nord, sont présentées dans le troisième volet de la figure 3.10 pour deux valeurs du gradient de densité. La valeur supérieure correspond aux températures observées en eaux profondes, la valeur inférieure, aux observations faites près de la rive au début des simulations.

La concordance apparente entre les résultats du modèle et les observations nous amène à nous demander si les solutions tiennent directement à la poussée du vent local ou si les ondes littorales jouent un rôle majeur. Pour répondre à cette question, on a recours à un modèle de chenal bicouche dans lequel on suppose que la tension du vent est uniforme le long de la rive. Selon Bennett (1974), le gradient de pression interne le long de la rive n'est pas pris en compte; cependant, le gradient de pression externe l'est étant donné que les effets d'extrémité se propagent beaucoup plus rapidement sur la surface libre que sur la thermocline. Les équations de mode interne découlent des équations (3) et (4) où sont éliminées les dérivées parallèles au littoral. La composante transversale de l'écoulement moyen doit s'annuler compte tenu de l'équation de continuité et des conditions de limite près de la rive. La composante littorale de l'écoulement moyen s'annule en accord avec l'équation de continuité et les conditions aux limites sur la rive. La composante parallèle au littoral de l'écoulement moyen découle de l'équation (2), le gradient de surface étant déterminé par la condition de transport nul le long du littoral à travers la section. Étant donné que l'écoulement moyen suit les isobathes, le couplage non visqueux des écoulements moyen et de cisaillement selon le dernier membre de l'équation (3) ne peut se produire de sorte que le seul couplage possible est dû au frottement.

Les solutions pour des fluides non visqueux dans un chenal stratifié de longueur infinie sont connues (p. ex. Csanady, 1973; Bennett, 1974). Lorsqu'un vent constant longe le littoral, l'excursion de la thermocline augmente linéairement en fonction du temps et, par conséquent, la profondeur de la thermocline est donnée par l'intégrale sur le temps de la tension du vent. Comme le révèle la partie supérieure de la figure 3.10, le vent souffle surtout vers l'est. La thermocline se déplacera donc graduellement vers le haut. Pour cette raison, il ne convient pas de faire débuter le modèle le 25 juillet. Toutefois, si le modèle commence à s'appliquer le 3 août, lorsque l'excursion de la thermocline observée tend de nouveau vers zéro, la solution se rapproche de celle du modèle d'onde pour la durée de la remontée d'eau. Des solutions de ce type sont montrées au bas de la figure 3.10 dans le cas de fluides non visqueux et dans le cas d'un frottement interne. Après la remontée d'eau, la thermocline continue son déplacement vers le haut sous l'effet de vents légers soufflant vers l'est.

Si l'on compare les solutions du modèle d'onde et du modèle de chenal infini montrées dans les volets (c) et (d) de la figure 3.10, respectivement, on constate que la profondeur de la thermocline n'est pas uniquement déterminée par la poussée des vents locaux. En particulier, l'approfondissement soudain de la thermocline à la fin d'août n'est pas surtout causé par l'inversion du vent mais par les effets des ondes littorales. Les températures observées à l'est et à l'ouest de la section transversale du lac Ontario le confirment dans les figures 3.6 et 3.7. Entre le 20 et le 26 août, elles indiquent qu'une onde d'eau chaude se propage vers l'ouest le long de la rive nord. Par conséquent, même si la remontée d'eau provoquée par le vent est très uniforme le long de la rive (et, de ce fait, peut être simulée par un modèle de chenal), la relaxation subséquente de la thermocline adopte la forme d'une onde de sorte que pour des périodes de quelques semaines ou plus, il faut inclure dans un modèle de courant ascendant les variations littorales. Le modèle d'onde des équations (11) à (18) est une approximation de premier ordre de ces variations et, comme tel, reflète le caractère tridimensionnel du problème.

Le modèle d'onde semble étonnamment efficace pour les quelques efforts fournis; cependant, une simulation plus réaliste de la même remontée d'eau nécessiterait un modèle en vraie grandeur de l'ensemble du lac. C'est ainsi que des expériences ont été réalisées avec un modèle bicouche comportant une grille de 5 km de maille, où est prise en compte la bathymétrie réelle du lac Ontario, et également avec un modèle rectangulaire ayant les mêmes dimensions que le lac Ontario et un profil en profondeur longitudinalement uniforme correspondant à la figure 1.1. On a d'abord analysé, en utilisant le modèle d'onde ci-dessus, les effets de l'utilisation d'une grille relativement grande sur l'onde interne de Kelvin et les ondes topographiques. Les solutions obtenues sont très comparables à celles de la grille de 2 km mais la période de l'onde de Kelvin est un peu plus courte pour la grille de 5 km que pour la grille de 2 km du fait que sa vitesse est en fait déterminée par la profondeur du point de grille le plus proche de la rive.

Les expériences effectuées avec le modèle bicouche du lac Ontario ont soulevé quelques problèmes numériques. En l'absence de frottement ou de diffusion, on note une forte dispersion de la grille pour les longues périodes d'intégration. Ce problème est causé par l'irrégularité de la topographie et du rivage, mais son importance diminue à mesure que la forme et la bathymétrie du bassin deviennent plus régulières. En réalité, pour un bassin rectangulaire de profondeur constante, la solution est proche de la solution exacte qui peut être obtenue par des moyens graphiques (Csanady et Scott, 1974; Simons, 1980). Dans les modèles avec frottement ou diffusion, le problème de dispersion de la grille est généralement réduit et les solutions sont acceptables comme l'indique l'étude de vérification du modèle tridimensionnel de Simons (1975). C'est ainsi que des inversions de courant et des effets baroclines dus à la poussée de vents violents ont été adéquatement reproduits à des échelles de temps d'environ une semaine, mais ce type de modèle ne convient pas à un régime permanent d'ondes littorales. Bennett (1977) a analysé ce problème et en a conclu

qu'il était nécessaire d'inclure dans le modèle des données haute résolution du proche littoral ainsi qu'un faible frottement; cependant, nos propres expériences indiquent que ses meilleurs résultats seraient en partie attribuables à la configuration plus simple du bassin utilisée dans son modèle de grille à mailles fines comparativement à son modèle de grille à mailles grossières. Néanmoins, la simulation numérique de la propagation sans frottement d'ondes baroclines et barotropes au-dessus d'un relief très accidenté demeure un problème difficile à résoudre.

3.6 Modèle de température à plusieurs niveaux

Le modèle bicouche utilisé précédemment présente certains défauts. En premier lieu, il suppose une thermocline bien définie et ne permet pas d'inclure des gradients de température verticaux plus graduels ni des changements de stratification saisonniers causés par un réchauffement ou un refroidissement de la surface à long terme. En deuxième lieu, dans le modèle bicouche linéarisé, il faut définir la profondeur des couches le long de la rive, ce qui implique que la profondeur de l'eau à cet endroit doit être supérieure à la profondeur moyenne de la thermocline. Dans la section transversale de la figure 1.1, cela signifie que la rive nord du modèle bicouche mesure 2 km de moins environ que sa longueur réelle. Il est possible d'utiliser une version non linéaire du modèle bicouche où la thermocline recoupe le fond ou la surface libre, mais les expériences qui ont été réalisées avec ces modèles n'ont pas été encourageantes. Le problème réside, bien entendu, dans le fait que les points d'intersection ne coïncident pas, en général, avec les points de la grille du modèle.

Un modèle de température à plusieurs niveaux permet d'éliminer ces difficultés en prévoyant la température et les courants à des niveaux fixes en tenant ainsi compte d'une stratification arbitraire et des variations saisonnières des échanges de chaleur en surface. Les équations du modèle sont les suivantes :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(A \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right) + f\,\vec{v} \times k - \nabla(g\eta) - \nabla P \qquad (19)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(K \frac{\partial T}{\partial z}\right) - \nabla.(\vec{v}T) - \frac{\partial}{\partial z}(wT) \qquad (20)$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\nabla.\vec{v} \qquad P = -6.8 \times 10^{-6} \int_z^{\eta} g(T-4)^2\, dz \qquad (21)$$

avec les conditions aux limites suivantes à la surface et au fond :

$$A \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\Big|_s = \frac{\vec{\tau}_s}{\rho} \qquad A \frac{\partial v}{\partial z}\Big|_b = \frac{\vec{\tau}_b}{\rho}, \quad K \frac{\partial T}{\partial z}\Big|_s = \frac{q_s}{\rho Cp}, \quad \frac{\partial T}{\partial z}\Big|_b = 0 \qquad (22)$$

les composantes de vitesse normales s'annulant aux limites latérales et au fond. La notation demeure essentiellement la même : z est la

coordonnée verticale mesurée vers le haut en partant du niveau moyen de la surface, ∇ est l'opérateur du gradient horizontal, k le vecteur unitaire vertical, $\vec{v}$ le vecteur de courant horizontal, w la vitesse verticale, T la température en degrés Celsius, f le paramètre de Coriolis, g l'accélération due à la pesanteur, η l'altitude de la surface libre, P la pression barocline, A et K la viscosité du tourbillon vertical et la diffusivité thermique, τ_s et τ_b les tensions de surface et de fond, et q_s le flux thermique superficiel vers le bas, où τ_s et q_s sont spécifiés, tandis que τ_b est proportionnel au carré du courant de fond.

Les principes dynamiques de ce modèle sont les mêmes que ceux du modèle bicouche. Les équations qui s'appliquent sont les équations de mouvement (19), l'équation de l'énergie thermodynamique (20) et le principe de la conservation de la masse (21). Il n'est pas tenu compte des accélérations verticales, ce qui revient à considérer un écoulement quasi hydrostatique. Les variations de la densité ne sont pas prises en compte, sauf si elles influent sur la poussée hydrostatique; dans ce cas, l'eau est effectivement incompressible. La dernière partie de l'équation (21) représente de façon approchée la densité de l'eau douce par une fonction quadratique de la température qui donne une densité maximale à 4 °C. Tout comme dans le modèle bicouche linéarisé, on ne tient pas compte des termes d'accélération non linéaire dans les équations de mouvement. Cependant, la non-linéarité est un élément essentiel de l'équation de température où la température fluctue à cause de l'advection tridimensionnelle due à des courants. Si cette équation était linéarisée par l'introduction d'un gradient vertical moyen de température, ce modèle serait essentiellement ramené au modèle bicouche linéarisé. Dans le cas présent, toutefois, il est plutôt semblable à un modèle bicouche comportant des couches de profondeur variable.

Il est courant, dans les modèles à plusieurs niveaux, de simuler des effets de turbulence par analogie au principe de la diffusion par gradients : ainsi, le frottement turbulent et la diffusion thermique deviennent des fonctions paramétriques dont les paramètres sont les viscosités turbulentes et les coefficients de diffusion turbulente. De tels modèles comportent souvent une diffusion tant horizontale que verticale de la quantité de mouvement et de la chaleur. La plupart de ces effets ne sont cependant pas essentiels, et, de fait, devraient être exclus lorsqu'on compare, comme ci-dessous, un modèle de température à plusieurs niveaux avec un modèle bicouche. En effet, la seule forme essentielle de viscosité turbulente est la contrainte de cisaillement entre les couches des modèles de façon à représenter comment la tension du vent en surface se transmet aux couches inférieures d'un modèle, du moins aux couches situées au-dessus de la thermocline. Sur la thermocline, la contrainte de cisaillement peut être nulle comme dans un modèle bicouche sans frottement à l'interface. De même, la seule diffusion thermique essentielle est celle qui est nécessaire pour compenser toute instabilité verticale due à une advection thermique et pour transférer tout flux de chaleur en surface aux couches sous la surface.

Dans une étude antérieure (Simons, 1981), des modèles de thermocline ont été comparés afin d'évaluer leur capacité à simuler des cycles de stratification saisonnière observés dans le lac Ontario. Les résultats les plus satisfaisants ont été obtenus avec un modèle semi-empirique qui, dans le cas d'une stratification stable, prend la forme :

$$K = \frac{\varepsilon}{f} \left| \frac{\tau_s}{\rho} \right| e^{z/\delta} (1 + \sigma Ri)^{-1} \qquad (23)$$

où ε est un coefficient d'ordre 10^{-2}, δ est une profondeur d'Ekman égale à $2(\varepsilon\tau_s/\rho)/f$, σ est approximativement égal à 5 et Ri est le nombre de Richardson défini par la formule

$$Ri = 6.8 \times 10^{-6} \; g \frac{\partial(T-4)^2}{\partial z} \left| \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right|^{-2} \qquad (24)$$

Les calculs effectués suivant ce modèle et dont il sera maintenant question s'appliquent à des temps relativement courts, de sorte que les flux thermiques de surface sont négligeables. La diffusion verticale de la chaleur n'intervient que pour compenser toute instabilité verticale éventuelle. Ainsi, le profil instable se transforme instantanément en profil de température uniforme, ce qui correspond à une diffusion thermique de grandeur infinie. On suppose que la viscosité turbulente à la verticale a la même forme qu'en l'équation (23), soit :

$$A = 10^2 \left| \frac{\tau_s}{\rho} \right| (1 + 5Ri)^{-1} \qquad (25)$$

où l'on a utilisé la valeur de f aux moyennes latitudes et où l'on n'a pas tenu compte de la variation exponentielle. Comme dans de nombreuses formulations classiques de ce type, la quantité de mouvement résultante devient de plus en plus aléatoire à mesure que la tension du vent augmente et tend vers zéro près de la thermocline, là où la stabilité statique augmente. Dans des études antérieures de vérification de modèles tridimensionnels (p. ex. Simons, 1975), on a choisi la même valeur numérique de la viscosité turbulente dans les couches superficielles.

Dans les modèles à plusieurs niveaux, l'équation de l'advection thermique soulève le problème important du calcul numérique de la diffusion par différences finies. Simons (1980) a traité certains exemples. Par conséquent, même en l'absence de diffusion explicite de la chaleur, un gradient de température initialement élevé ne peut être maintenu indéfiniment dans un modèle de température à plusieurs niveaux. C'est pourquoi ce modèle ne peut simuler la propagation d'ondes internes à long terme aussi bien qu'un modèle linéarisé tel que le modèle bicouche susmentionné. Cependant, ce problème peut être atténué en augmentant la résolution verticale dans la région de la thermocline.

La solution numérique des équations précédentes à l'aide de diverses grilles tridimensionnelles a été traitée en profondeur dans la monographie de Simons (1980) que le lecteur est invité à consulter pour plus de détails. Le modèle retenu pour les présents calculs est présenté brièvement.

Un certain nombre de niveaux horizontaux fixes sont répartis à des intervalles choisis le long de la verticale. La température et les courants sont définis par des moyennes entre deux couches successives et prévus selon les équations (19) et (20). La pression barocline au point milieu de chaque couche est déterminée à partir de la deuxième partie de l'équation (21). La vitesse verticale est déterminée aux niveaux eux-mêmes au moyen de l'équation de continuité donnée par la première partie de l'équation (21). À l'horizontale, les variables sont réparties en quinconce de façon à former un seul réseau de Richardson : la température, la pression et la vitesse verticale sont définies au centre de chaque maille et les composantes de vitesse horizontale sur les côtés.

Les dérivées par rapport aux variables d'espace sont calculées par différences centrées. L'extrapolation temporelle de la température est fondée sur la méthode de Lax-Wendroff, qui consiste à prévoir d'abord la température du prochain demi-intervalle, et à reporter cette température dans le membre droit de l'équation afin d'extrapoler la température d'un intervalle de temps complet. On a aussi tenté de prévoir la température vers l'avant mais le lissage que cela impose s'est avéré trop laborieux. L'extrapolation temporelle des termes de Coriolis s'appuie sur la méthode de calcul avant-arrière dont il a été question dans l'analyse des équations (14) et (15). Les termes de diffusion verticale doivent être traités par une méthode implicite de calcul vers l'arrière car le coefficient (25) devient très grand durant les périodes de vent fort, et du fait que la condition de stabilité pour une intégration vers l'avant se traduirait par un intervalle trop court. Pour appliquer cette méthode implicite aux termes de diffusion seulement, il faut séparer les équations en deux parties. Pour chaque intervalle de temps, il faut d'abord résoudre

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(A \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right) \qquad \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(K \frac{\partial T}{\partial z}\right) \tag{26}$$

en utilisant les valeurs inconnues futures des variables qui se trouvent à droite. Le système d'équations résultant n'est couplé que pour chaque colonne verticale et est facilement résolu par une inversion des matrices continuantes. L'extrapolation sur l'intervalle de temps est ensuite complétée par un changement de variables qu'imposent les termes restants des équations.

Des solutions tridimensionnelles de ces équations ont été obtenues par un certain nombre de chercheurs, habituellement avec des résolutions horizontale et verticale plutôt grossières. La présente étude ne traitera que de la dimension horizontale afin de mettre

l'accent sur une représentation horizontale et verticale plus détaillée et de comparer les résultats avec les simulations bicouches déjà présentées. Le modèle est celui d'un chenal de longueur infinie dont le profil de profondeur en coupe correspond à celui de la figure 1.1 qui est soumis à l'action d'un vent uniforme. Les limites inhérentes de ce type de modèle ont été soulignées, et le lecteur a été invité à se reporter à la partie inférieure de la figure 3.10 qui montre que le modèle ne peut représenter adéquatement des périodes supérieures à une semaine environ.

Le traitement numérique des équations de ce modèle est le même que celui utilisé dans le modèle plus général susmentionné, à l'exception du calcul du gradient de pression barotrope. Dans le modèle général, il convient de définir une équation d'écoulement intégré à la verticale afin de déterminer la pression superficielle. Comme il est possible de montrer que seule cette équation dépend de la condition de stabilité associée aux ondes superficielles rapides, il est courant d'utiliser un intervalle de temps relativement grand, de l'ordre d'une heure, pour prévoir l'écoulement interne et la température. L'équation de l'écoulement intégré à la verticale peut alors être résolue en utilisant le même intervalle de temps, soit en imposant une condition de «couvercle rigide» ou en utilisant la méthode semi-implicite à laquelle on a souvent recours en météorologie (p. ex. Simons, 1980). Dans le cas du présent modèle de chenal, la situation est très simple. Selon Bennett (1974), d'une part le gradient de pression externe transversal est fonction de l'écoulement perpendiculaire à la rive, intégré verticalement, qui doit être nul partout, d'autre part la composante de pression longitudinale découle de deux conditions : la composante doit être uniforme en travers du chenal, et l'écoulement parallèle à la rive, intégré le long de la section transversale, doit être nul. Par conséquent, pour chaque intervalle, les courants sont d'abord prévus sans tenir compte de la pression externe et ensuite corrigés pour satisfaire à ces conditions.

La structure verticale du modèle comprend 20 couches de profondeur uniforme de 1.5 m jusqu'à 30 m, et une seule couche de profondeur variable sous le niveau de 30 m. La maille de la grille horizontale est égale à 2 km sur toute la section transversale, mais elle est réduite à 0.5 km dans une zone de 10 km de large près de la rive. Le couplage de grilles à mailles fines et grossières empêche toute rétroaction de la grille fine. Par conséquent, la solution est d'abord déterminée pour toute la section transversale avec la grille grossière; elle est ensuite reprise pour préciser les conditions aux limites dans la grille fine. Les profondeurs des points de température de la grille fine doivent correspondre à celles de la grille grossière de façon que le volume soit le même dans les deux grilles. Autrement, une advection thermique soutenue à l'intérieur ou à l'extérieur de la zone littorale causerait des discontinuités de température à la limite de la grille fine.

Un exemple d'application de ce modèle est donné à la figure 3.11. L'événement simulé est le même que celui de la figure 3.10. La

partie gauche de la figure 3.11 montre trois isothermes observées, à 5 km de la rive de Port Hope. La partie droite de la figure 3.11 montre les isothermes correspondantes calculées d'abord à partir des températures observées le 3 août, puis en supposant aucun déplacement à cette date. La divergence des isothermes au cours de la descente des eaux est fidèlement reproduite. L'erreur de prévision de la profondeur du courant descendant semble remonter aux deux premiers jours de la simulation; l'ampleur de la remontée d'eau subséquente est modélisée avec plus d'exactitude.

La partie droite de la figure 3.11 montre aussi les résultats d'un modèle de chenal bicouche. Les petits tirets représentent les résultats obtenus à une distance de 5 km de la rive du modèle. Comme la couche inférieure du modèle bicouche doit avoir une profondeur finie près de la rive, la rive du modèle s'écarte d'environ 2 km de la rive réelle. Par conséquent, il peut être plus réaliste de comparer les résultats du modèle à une distance de 3 km de la rive du modèle. Ces résultats sont présentés par les longs tirets dans la figure 3.11 et correspondent étroitement avec l'isotherme de 10° du modèle multicouche. Il en ressort donc qu'un modèle bicouche linéarisé peut produire des simulations très satisfaisantes de remontées d'eau, même si les excursions de la thermocline sont trop importantes pour justifier une linéarisation.

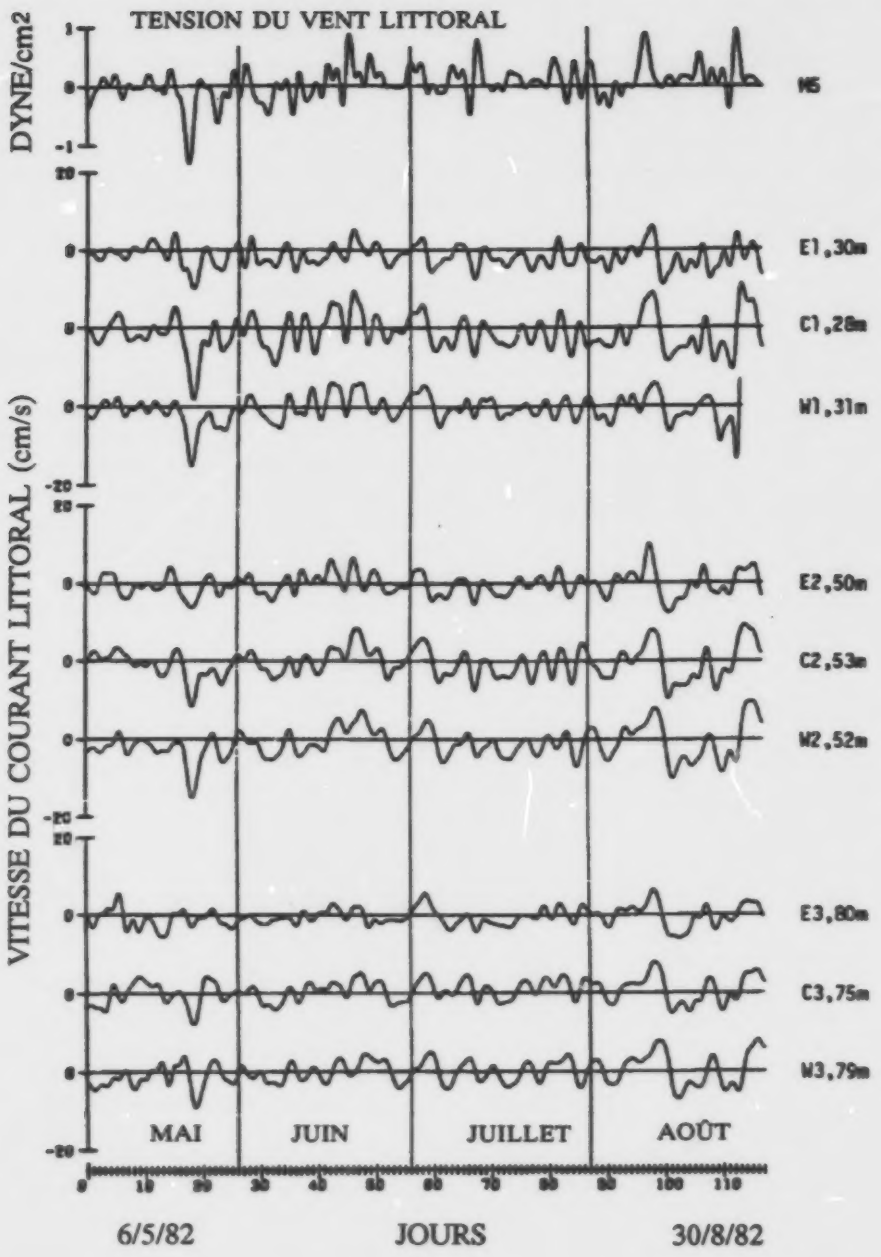


Figure 3.1 Composante parallèle au littoral des courants de fond dans les transects littoraux est, central et ouest, au large de la rive nord du lac Ontario.

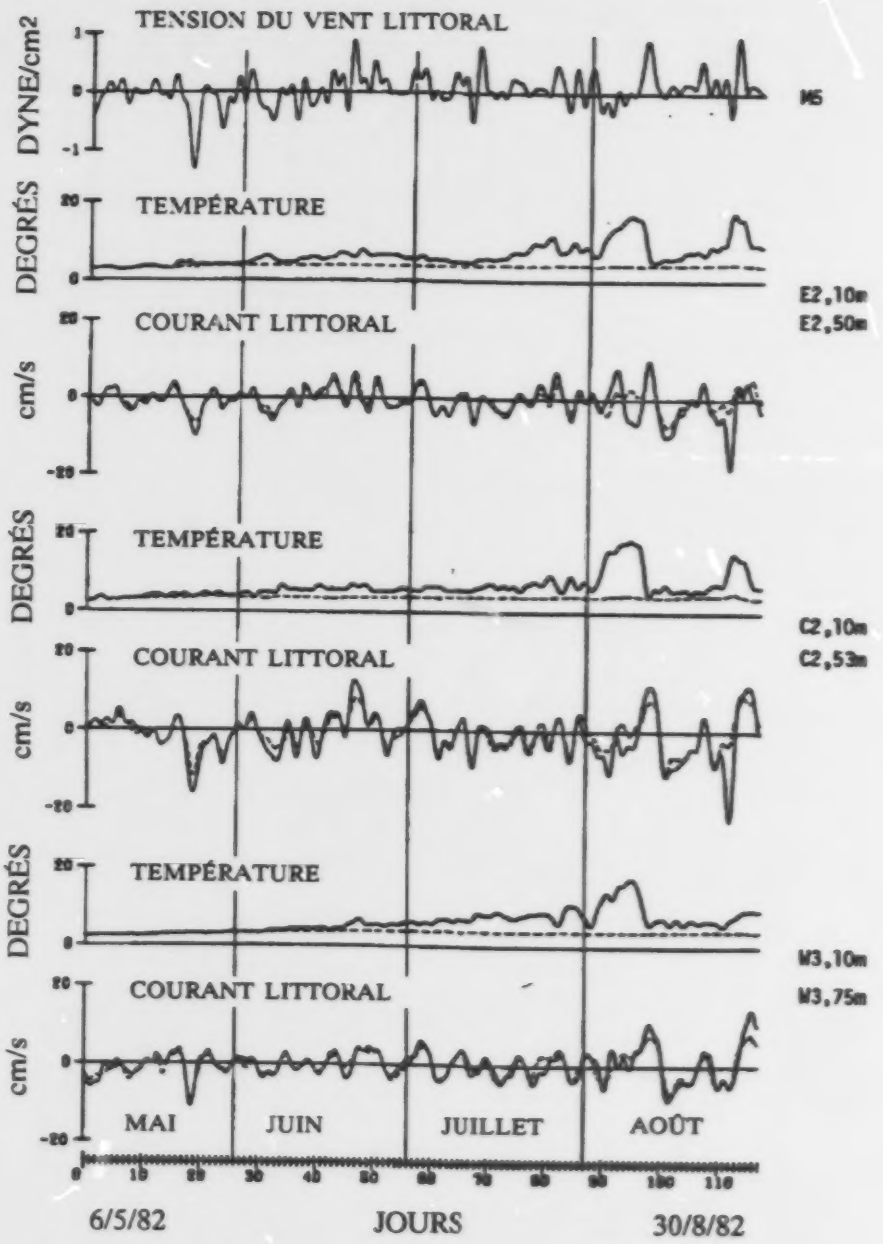


Figure 3.2 Température et courants à la surface (lignes continues) et au fond (lignes tiretées) dans les transects littoraux est, central et ouest, au large de la rive nord du lac Ontario.

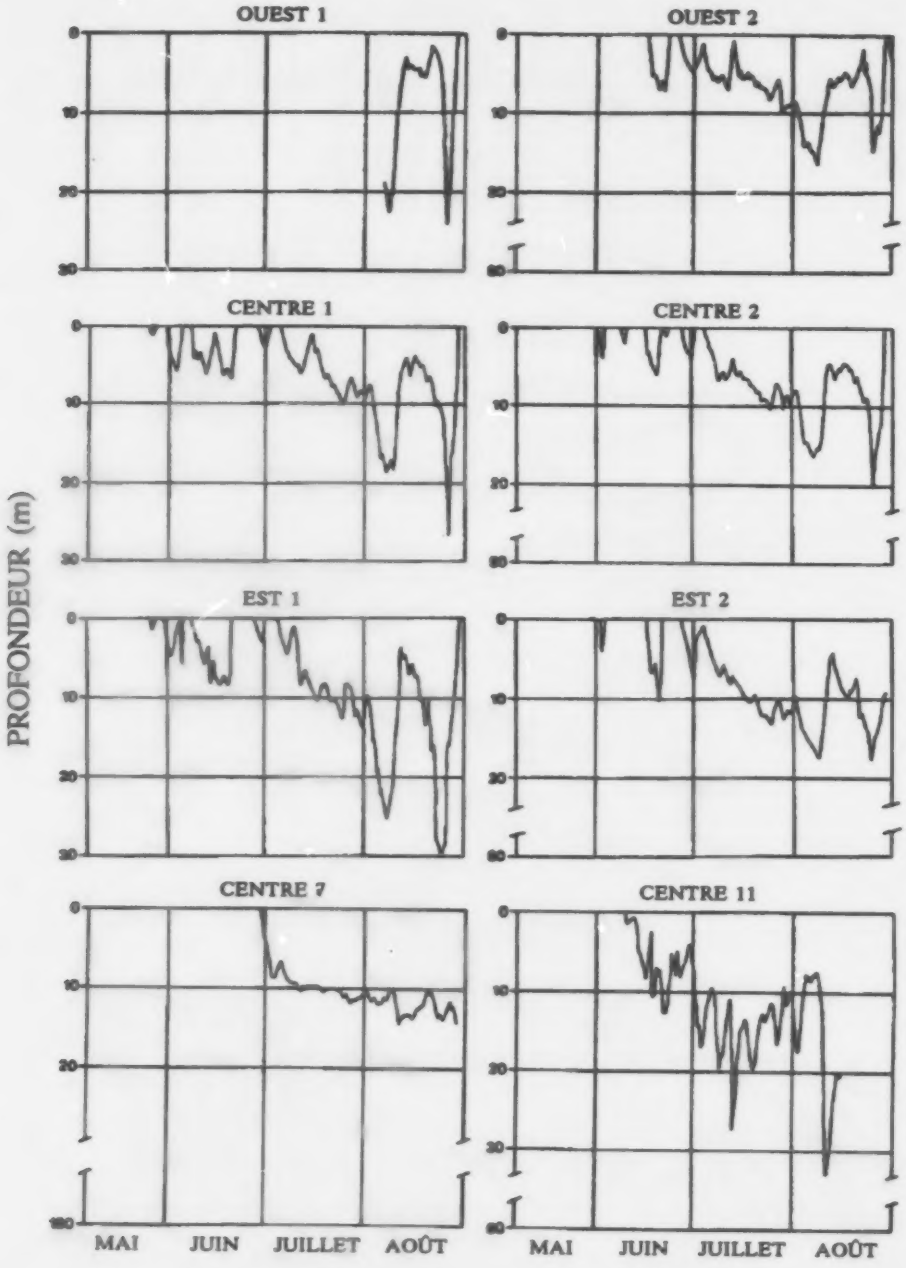


Figure 3.3 Profondeur de l'isotherme de 10° mesurée par les profileurs de température fixes dans le lac Ontario.

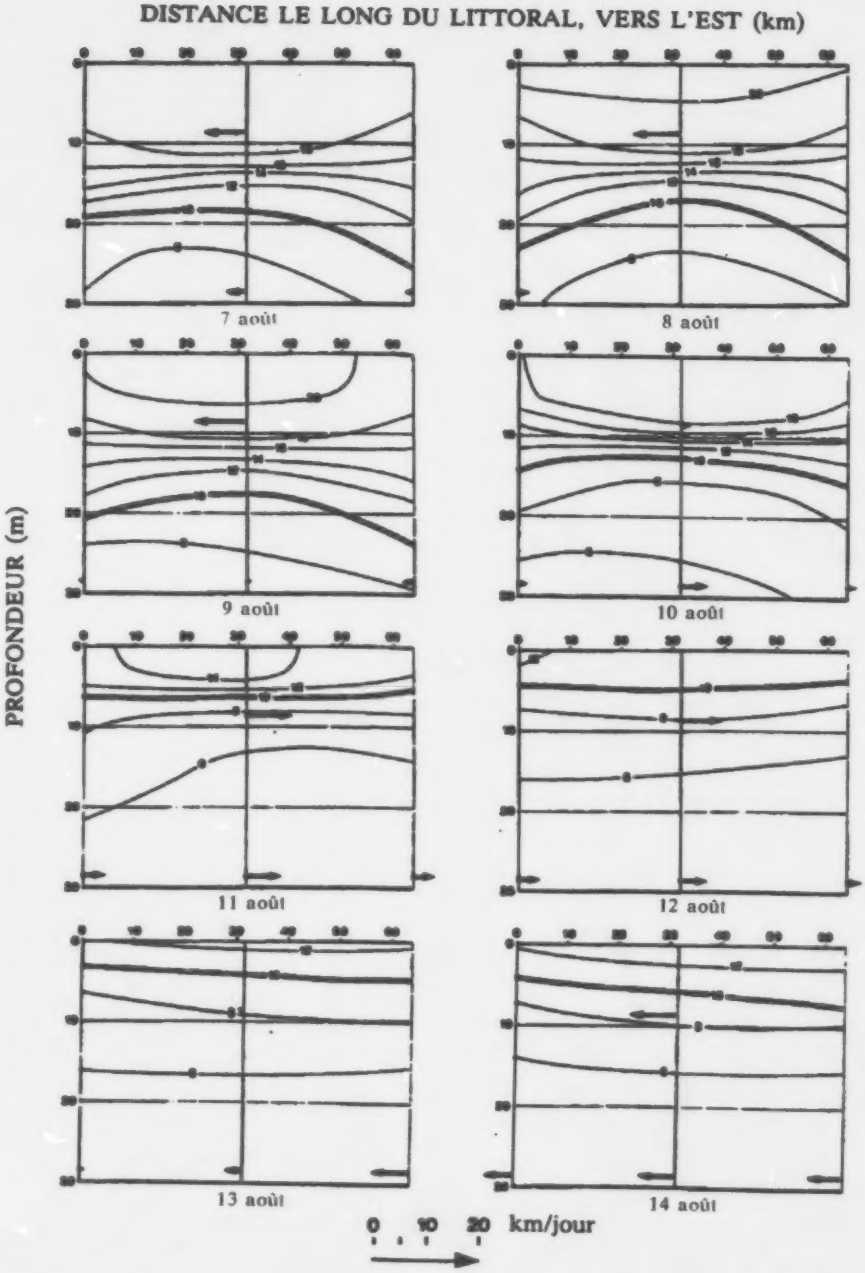


Figure 3.4 Variations moyennes quotidiennes de la température le long du littoral, à 5 km de la rive nord du lac Ontario. Les courants moyens quotidiens sont indiqués par des flèches.

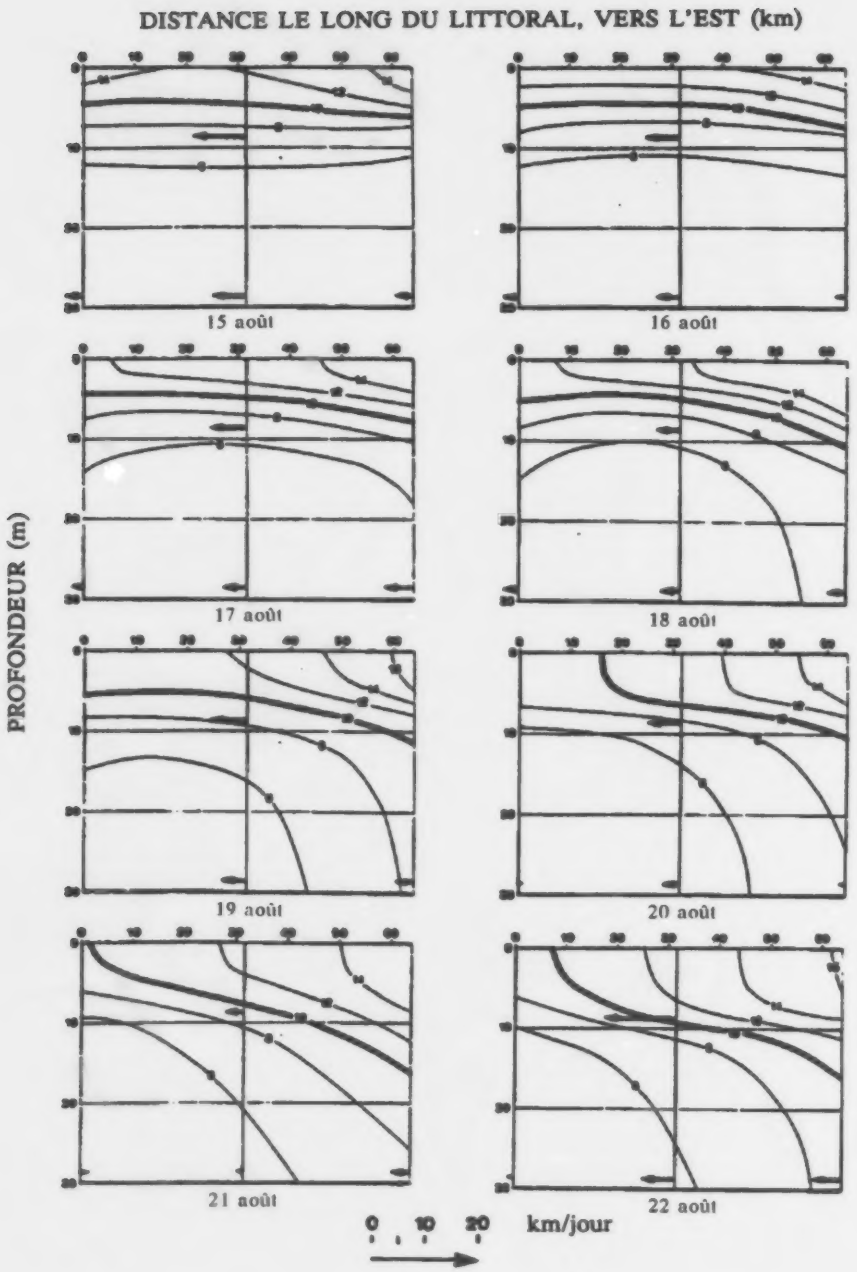


Figure 3.5 Suite de la figure 3.4.

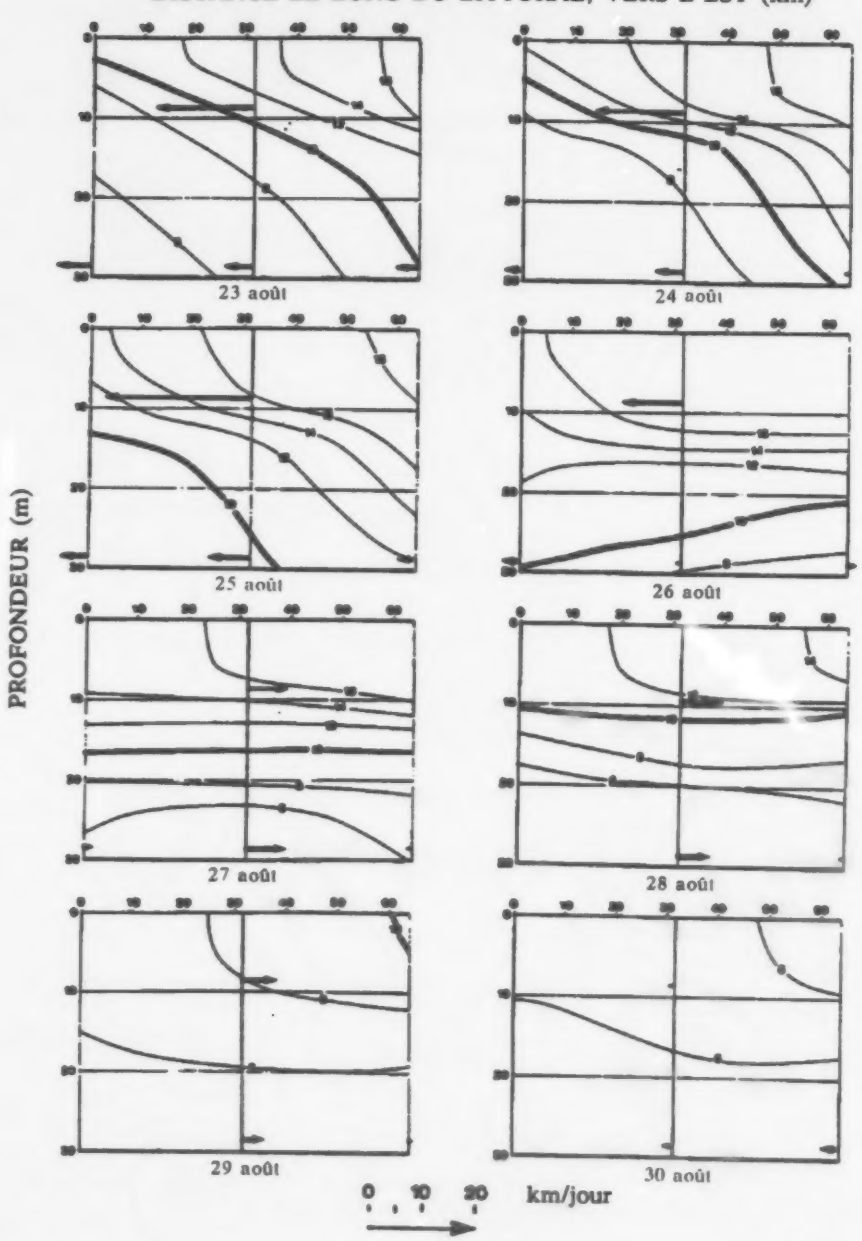
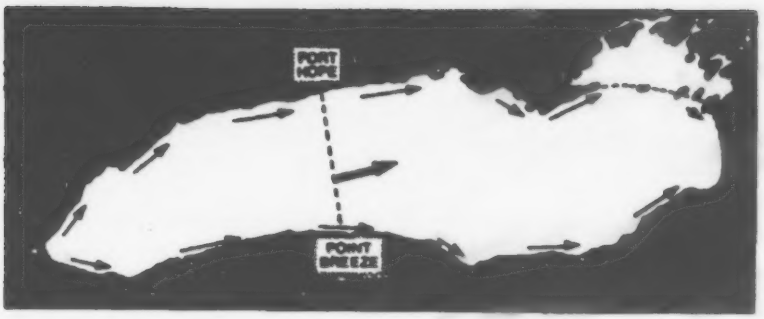


Figure 3.6 Suite de la figure 3.5.



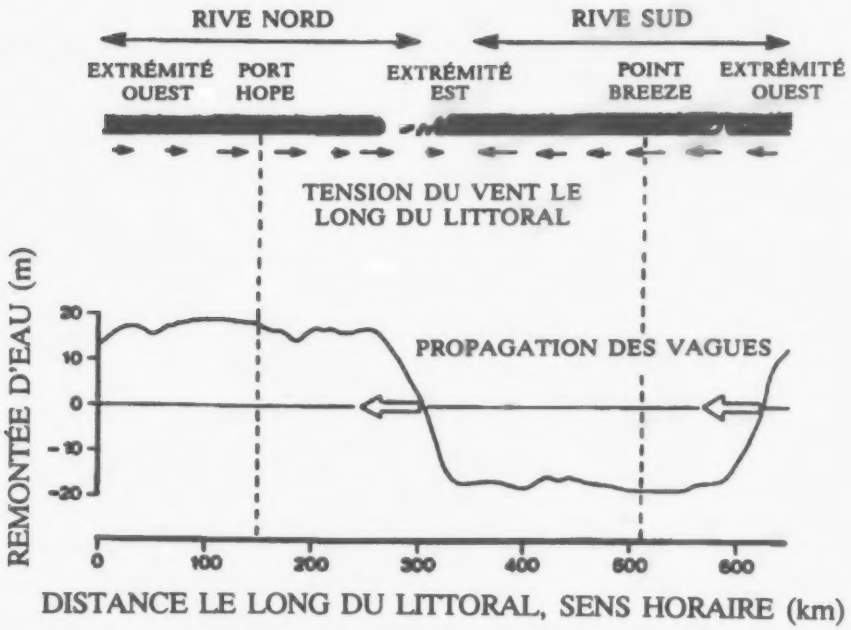


Figure 3.7 Composante parallèle au littoral de la tension du vent pendant la tempête du 9 au 11 août 1982 et excursions résultantes de la thermocline telles que calculées par un simple modèle de remontée d'eau.

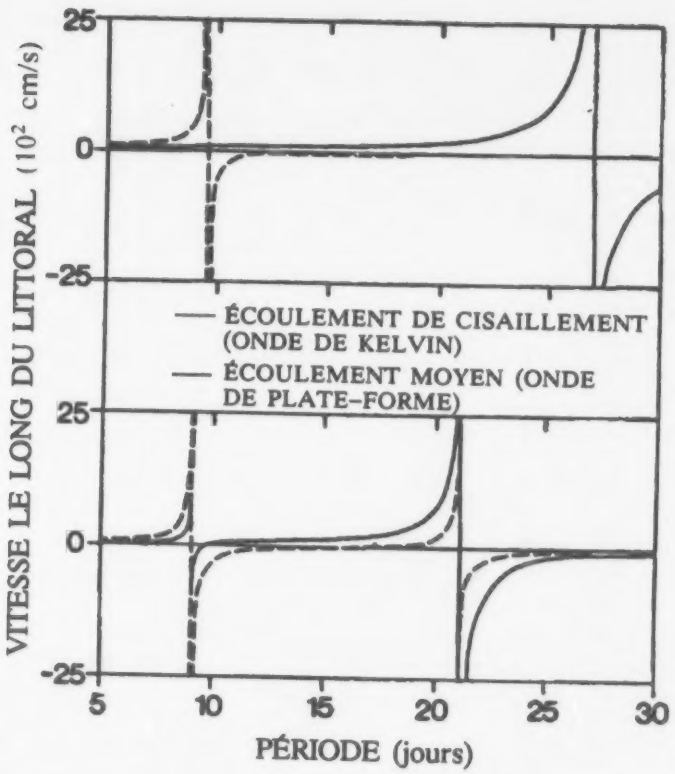


Figure 3.8 Réponse sans frottement d'un modèle de chenal bicouche à une onde de vent progressive le long du littoral, à 5 km au large de Port Hope. La longueur de l'onde longeant la rive est de 600 km, la profondeur de la thermocline, 12 m, la profondeur de la rive, 14 m, la différence de densité, 1.5×10^{-3}. Haut de la figure : écoulements moyen et de cisaillement non couplés; bas de la figure : écoulements moyen et de cisaillement couplés.

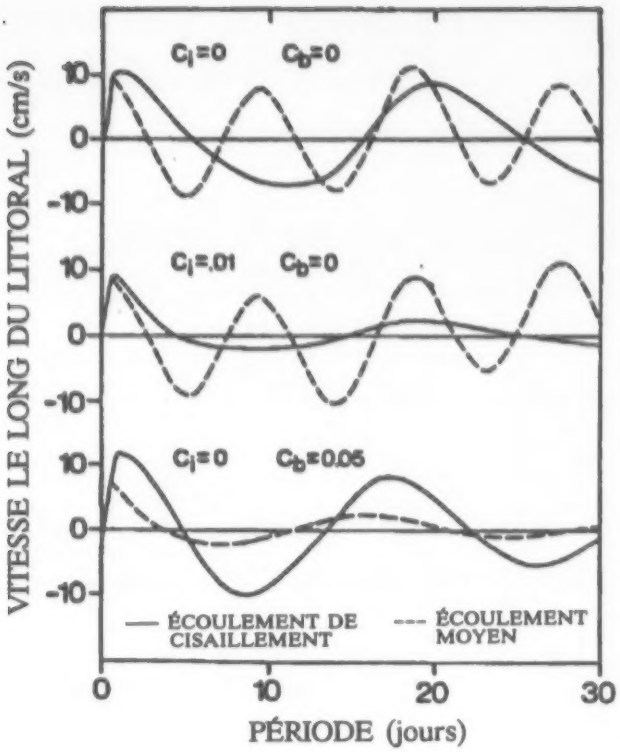


Figure 3.9 Réponse d'un modèle de chenal bicouche à une impulsion de vent de 16 h ayant la forme d'une onde stationnaire le long du littoral. Les paramètres du modèle sont ceux de la figure 3.8; les écoulements moyen et de cisaillement sont couplés. Haut de la figure : sans frottement; centre : coefficient de frottement interne c_i = 0.1 cm/s; bas de la figure : coefficient de frottement de fond c_b = 0.05 cm/s.

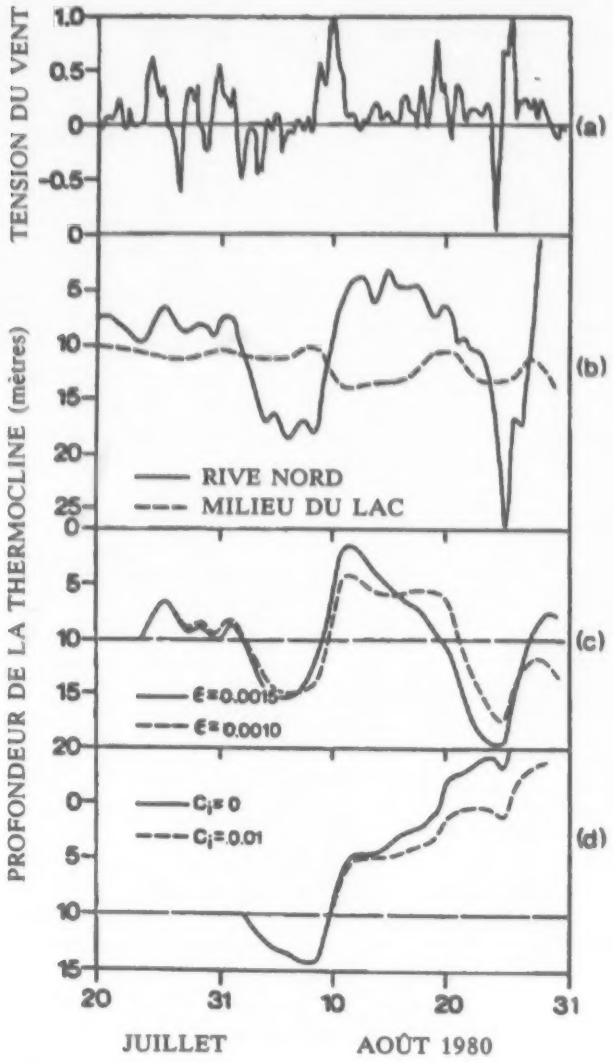


Figure 3.10 (a) Composante vers l'est de la tension du vent observée sur le lac Ontario.
(b) Profondeurs observées de l'isotherme de 10°, à 5 km de la rive nord et au milieu du lac.
(c) Profondeur de la thermocline calculée par le modèle bicouche de la figure 3.9 sans frottement, pour deux valeurs du gradient de densité.
(d) Profondeur de la thermocline calculée par le modèle bicouche de chenal infini avec un vent uniforme et un coefficient de frottement interne c_i (cm/s).

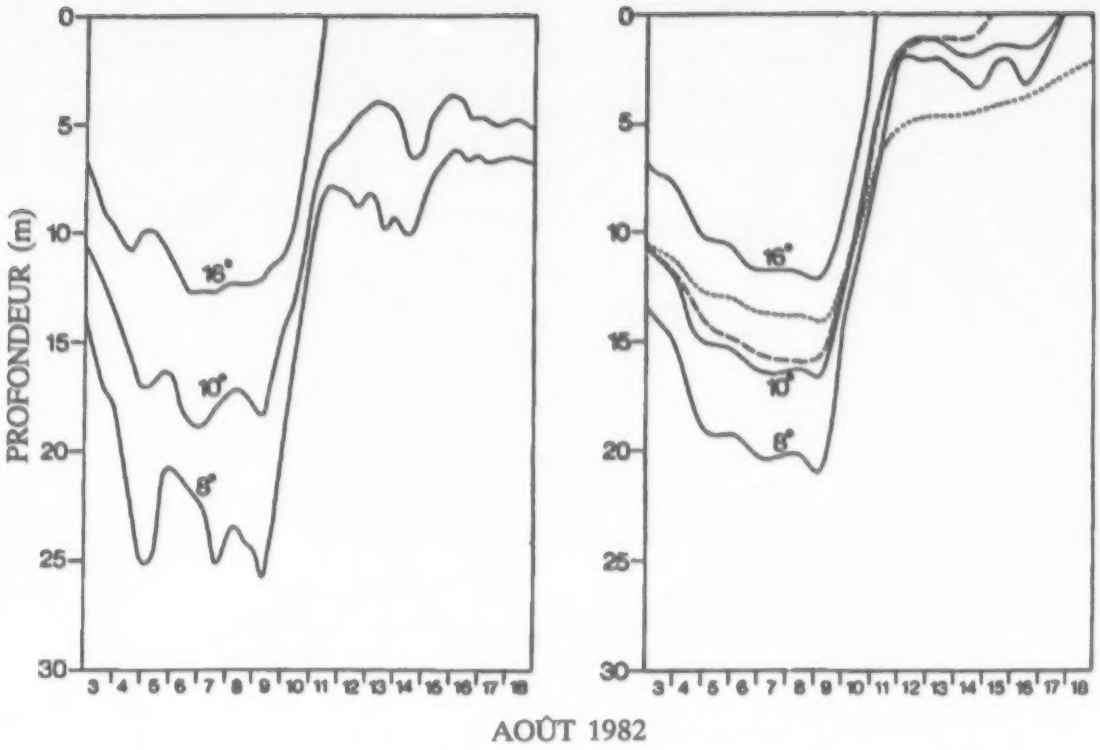


Figure 3.11 À gauche : variations observées de la température à 5 km au large de Port Hope. À droite : variations de la température à 5 km de la rive calculées avec un modèle de chenal infini dont l'espacement horizontal des points de grille est de 0.5 km, l'espacement vertical, de 1.5 m (lignes continues); et profondeur de la thermocline calculée avec un modèle bicouche à 3 km de la rive (tirets longs) et à 5 km de la rive (tirets courts).

Étude d'hiver : transect nord-sud

4.1 Mesure des courants

La présente analyse porte sur le réseau des courantomètres disposés en travers du lac (figure 1.2, tableau 1.2). Les courants ont été décomposés en composantes parallèles et perpendiculaires à la rive, la direction parallèle s'écartant de 80° par rapport au nord. L'objet principal de l'étude est d'établir les courants longeant la rive ainsi que la distribution de cet écoulement en travers du transect. Toutes les séries chronologiques ont été lissées au moyen d'un filtre passe-bas numérique qui élimine les fluctuations ne dépassant pas un jour, mais aucune variation de courant de période supérieure à un jour. Toutes les seiches de surface libre et tous les bruits dus aux vagues sont donc éliminés des enregistrements des courantomètres.

Pour de nombreuses raisons pratiques, il est important de déterminer les mouvements moyens à long terme de l'eau dans un lac. La distribution en travers du lac des courants littoraux moyens pour la période du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983 est présentée à la figure 4.1. Les valeurs positives des isolignes indiquent que les courants se dirigent vers l'est; les valeurs négatives, des courants se dirigeant vers l'ouest. Le profil vertical des courants est remarquablement cohérent comme on pourrait s'y attendre dans des conditions homogènes. Le point le plus surprenant est le fort courant dirigé vers l'est le long de la rive sud, qui est compensé par un écoulement de retour en eaux profondes. Cette circulation moyenne saisonnière sera traitée plus en détail dans la prochaine section.

Les variations temporelles et spatiales des courants littoraux sont illustrées à la figure 4.2. Le premier enregistrement effectué à 28 m représente le courant observé à une profondeur de 12 m à une distance de 5 km de la rive nord. Ce courant est caractérisé par des oscillations de grande amplitude et de période allant de 5 à 10 jours. Il sera traité dans l'analyse du chapitre 5 sur les données provenant du réseau des courantomètres littoral. Essentiellement, les fluctuations de courant sont causées par des impulsions de vent locales et par les effets secondaires d'ondes topographiques dues au vent qui se propagent autour du lac dans le sens anti-horaire.

Les trois enregistrements du centre de la figure 4.2 représentent les courants de la partie la plus profonde de la section transversale, à 12 m et 50 m de la surface et à 1 m au-dessus du fond. Ils montrent que le courant est essentiellement uniforme à la verticale et qu'il circule en général en direction contraire du courant littoral. Ce courant contraire profond résulte principalement des gradients de pression associés à la pente de la surface libre qui s'oppose au vent

(Bennett, 1974). De plus, les courants profonds sont caractérisés par des oscillations de faible fréquence attribuables à des tourbillons topographiques qui sont propres aux bassins en rotation (p. ex. Saylor et coll., 1980).

Enfin, le dernier enregistrement de la figure 4.2 représente le courant proche de la surface, à une distance de 3 km de la rive sud, où la profondeur d'eau est de 29 m. Les fluctuations du courant sont très semblables à celles observées près de la rive nord, que ce soit en amplitude ou en phase. Cependant, l'amplitude moyenne à long terme est très différente, indiquant un important écoulement net vers l'est qui se voit au niveau élevé d'ensemble de l'enregistrement du courant de la rive sud. Une telle différence entre les courants de la rive sud et de la rive nord est clairement ressortie des observations littorales poussées qui ont été faites au cours de la période de stratification de 1972 (AIEGL) et dans les données plus limitées recueillies au cours de l'hiver 1972-1973. La dynamique de ce phénomène en eaux stratifiées a été traitée dans la documentation de l'AIEGL (voir Saylor et coll., 1981). Les propriétés de cette circulation au cours de la période où les eaux sont homogènes seront présentées dans les pages suivantes.

4.2 Calculs du transport

La résolution spatiale des mesures de courant ci-dessus devrait être suffisante pour établir une distribution exacte du transport d'eau dans la section transversale. La première étape consiste à intégrer les courants (mesure du transport) à la verticale par unité de largeur pour chaque chapelet vertical de courantomètres. Étant donné que les courants sont très uniformes à la verticale, comme il ressort de l'exemple de la figure 4.2, une interpolation linéaire simple devrait suffire. C'est ainsi que pour une série de trois courantomètres, le courant intégré U est obtenu par la formule suivante:

$$U = 50 \frac{u_1 + u_2}{2} + (h - 50) \frac{u_2 + u_3}{2}$$

où u_1, u_2 et u_3 sont les courants aux profondeurs de 12 m et 50 m au-dessous de la surface et de 1 m au-dessus du fond, et h est la profondeur locale d'eau en mètres.

Pour les chapelets ne comportant que deux courantomètres, la formule utilisée est

$$U = h \frac{u_1 + u_2}{2}$$

où u_1 et u_2 sont les courants observés à 12 m et au fond. La dernière approximation est aussi utilisée pour les chapelets ne comportant qu'un courantomètre. Dans ce cas, le courant manquant est évalué de la façon suivante. D'abord, on calcule le rapport des écarts types des courants

de surface (12 m) et de fond pour les chapelets de deux courantomètres. Aux profondeurs d'eau inférieures à 100 m, ce rapport varie de 1.2 à 1.4. Par conséquent, les enregistrements de surface manquants dans les stations C10 et C11 sont obtenus en majorant du tiers le courant de fond; le courant de fond manquant de la station C1 est obtenu en réduisant du quart le courant de surface.

Le courant moyen à la verticale est égal au courant intégré verticalement divisé par la profondeur d'eau locale. Les courants moyens à long terme, intégrés à la verticale, pour chaque série de courantomètres, sont indiqués par des cercles noirs reliés par des traits continus dans le volet de gauche de la figure 4.3. Les valeurs positives indiquent un écoulement dirigé vers l'est. Les écarts types représentant les fluctuations par rapport aux moyennes à long terme sont indiqués par des triangles reliés par des lignes tiretées dans le même diagramme. Les fluctuations de courant sont importantes dans les deux zones littorales et diminuent vers le large, beaucoup plus rapidement près de la rive sud qui est abrupte que près de la rive nord qui est faiblement inclinée.

Les moyennes à long terme et les écarts types des courants ou des transports intégrés verticalement par unité de largeur sont présentés dans le volet de droite de la figure 4.3. L'intégration de l'aire sous la courbe de transport moyen donne un transport d'eau total vers l'est de 70 x 10^3 m^3/s et un transport total vers l'ouest de 66 x 10^3 m^3/s, le transport net étant de 4 x 10^3 m^3/s vers l'est. Ces valeurs peuvent être comparées au débit hydraulique entrant par la rivière Niagara et sortant par le Saint-Laurent qui est d'environ 7 x 10^3 m^3/s comme l'indique le rectangle ombré de la figure 4.3. Exprimée en termes de transport dans un seul sens, l'erreur est d'environ 4 %. Cette petite erreur dans le bilan hydrique total, ainsi que l'uniformité tant horizontale que verticale des observations de courant qui ressort des figures 4.1 et 4.2, donnent beaucoup de crédibilité aux données.

La distribution en travers du lac du transport d'eau divise le lac en trois zones. Dans la partie septentrionale, le transport moyen tend vers zéro bien que ses fluctuations soient très importantes. Cette hypothèse est en accord avec les observations concurrentes du vent qui présente d'importantes variations quotidiennes de vitesse et de direction, mais une poussée nette presque nulle lorsque la moyenne de ces observations est calculée sur toute la période de mesure. Par ailleurs, dans la partie méridionale de la section, on observe un important transport moyen vers l'est qui semble être compensé par un écoulement de retour dans la partie centrale du bassin. Les écarts types décrivent un maximum à la limite séparant les zones de transport moyen vers l'est et de transport moyen vers l'ouest. Cela indique un serpentement nord-sud des écoulements maximaux vers l'est et vers l'ouest à ce point, contrairement à l'écoulement de retour qui, à sa limite septentrionale, semble très stable, comme le révèlent les faibles fluctuations (écarts types) du transport.

À première vue, la distribution en travers du lac du transport d'eau moyen saisonnier (lignes continues de la figure 4.3) semble refléter les résultats d'études analytiques et numériques sur modèles (voir Simons, 1980). Cependant, en deuxième analyse, des détails importants ressortent. Si la circulation moyenne saisonnière est vue comme étant la réponse quasi permanente du lac au vent moyen, les solutions correspondantes du modèle révèlent d'étroits courants limites entraînés par le vent le long des deux rives, avec des bandes adjacentes de courants de retour et de courants de dérive perpendiculaires au vent vers l'intérieur. Dans cette section transversale particulière du lac Ontario, les solutions numériques typiques de la tension moyenne du vent pendant la période d'observation (1.1×10^{-2} Nm^{-2} vers l'est) sont dominées par une cellule de circulation dextrogyre relativement importante près de la rive nord, tandis que la cellule lévogyre longeant la rive sud est très faible et ne mesure que quelques kilomètres de diamètre. Par contre, les observations indiquent que le transport net est négligeable près de la rive nord, que la circulation de retour est concentrée dans la partie centrale de la section transversale et que la bande de courant de la rive sud s'étend jusqu'au point où la profondeur d'eau est maximale (figure 4.1). Par conséquent, le fort écoulement vers l'est le long de la rive nord n'est pas un courant limite étroit mais forme avec la circulation de retour une cellule de circulation lévogyre centrée au milieu du lac. Dans le reste du présent chapitre, ces observations seront comparées avec les résultats de modèles de circulation, et il sera montré que l'écoulement moyen saisonnier est attribuable à des interactions non linéaires d'ondes topographiques.

Comme il a été mentionné, le transport moyen dans un sens pendant la période d'observation est de dix fois supérieur à l'écoulement hydraulique. Si l'on suppose que l'écoulement vers l'est de la rivière Niagara se dissipe dans la bande de transport vers l'est, il s'ensuit que 90 % de l'eau transportée vers l'est doit être recirculée, étant donné que 10 % seulement du transport total vers l'est peut sortir du lac par le fleuve St-Laurent. Comme la vitesse moyenne est de 5 km/jour dans la zone de transport vers l'est et que la longueur du lac est de moins de 300 km, la période de recirculation est de quelques mois. En réalité, il faut s'attendre à un taux de recirculation supérieure à 90 % étant donné que les eaux de la rivière Niagara ne sont pas complètement prises en charge par la zone de transport vers l'est.

Pour conclure cette analyse des données recueillies par les courantomètres, reportons-nous à la figure 4.4 qui montre les distributions en travers du lac des courants intégrés verticalement en fonction du temps pour la période d'observation allant du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983. Les lignes continues indiquent les inversions de transport d'est en ouest et vice-versa. Les hachures verticales dénotent un transport vers l'est supérieur à 10 m^2/s, et les hachures horizontales, un transport vers l'ouest supérieur à 10 m^2/s. Le serpentement des maximums de transport dans la partie méridionale du bassin ressort nettement.

On peut faire un rapprochement entre ces observations de la circulation et la distribution de contaminants toxiques tels que le mercure et le mirex dans les sédiments du lac Ontario. Les figures 4.5 et 4.6 montrent de telles distributions, tirées de Thomas (1983). L'effet dominant du courant limite circulant à l'année longue le long de la rive sud est évident. En particulier, la distribution du mercure indique clairement des déplacements vers l'ouest du panache de la rivière Niagara. De plus, la recirculation de plus de 90 % des masses d'eau à l'extrémité est du lac, telle qu'établie par déduction des calculs de transport précédents, ressort nettement dans les distributions des sédiments.

4.3 Dynamique des circulations des grandes étendues d'eau

Il est en général convenu que les modèles hydrodynamiques sont des instruments utiles pour élucider la dynamique des circulations océaniques et pour simuler les circulations locales à court terme ainsi que les transports climatologiques de masse dans les océans. Contrairement aux modèles météorologiques qui ont été sans cesse améliorés par le recours à des [illegible]es courantes provenant d'un réseau dense de stations météorologiques, les modèles de circulation océanique ne peuvent être vérifiés correctement à partir des seules données disponibles de sorte que leur validité tient davantage à des convictions qu'à des faits. Ces convictions ne semblent pas avoir été ébranlées par les conclusions d'études systématiques de vérification de modèles hydrodynamiques des Grands Lacs, qui soulèvent des doutes sérieux quant à la capacité de ces modèles à simuler des circulations à long terme (Simons, 1976; Allender, 1977; Bennett, 1977; Schwab, 1983). Il se peut que la disparité des échelles océaniques et limnologiques ou les différences entre les processus dynamiques ne permettent pas de comparer les modèles de circulation des lacs avec ceux des océans.

Le contraste entre la dynamique des lacs et celle des océans ressort du bilan du tourbillon pour le transport de masse intégré verticalement ou, plus particulièrement, de l'équation du tourbillon

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + J(\psi, \frac{\zeta}{H}) = J(\frac{f}{H}, \psi) - \nabla \cdot (\frac{B}{H} \nabla \psi) + \mathrm{curl}(\frac{\tau_s}{H}) \qquad (1)$$

pour le transport moyen vertical où $\zeta = \nabla \cdot (H^{-1} \nabla \psi)$, t est le temps, ψ la fonction de courant dans le transport de masse, H la profondeur, f le paramètre de Coriolis, ∇ l'opérateur de gradient horizontal, J le Jacobien, τ_s la tension du vent, B un coefficient de tension du fond qui est fonction de la profondeur. Les effets de la pression barocline et des ondes de surface ne sont pas pris en compte. Le premier terme de droite représente les tendances planétaires et topographiques du tourbillon. Bien que l'effet bêta domine en général dans les océans, le paramètre de Coriolis peut être traité comme une constante dans les modèles limnologiques, ce qui se traduit par une dominance de l'effet topographique. Par conséquent, les ondes de Rossby planétaires des modèles océaniques sont remplacées dans les modèles limnologiques par

des modes normaux topographiques. Le dernier terme de droite dépend aussi de l'échelle spatiale des océans et des lacs. Même si les circulations océaniques à grande échelle sont régies par les ondes rotationnelles du vent, les lacs ont de petites dimensions comparativement aux systèmes météorologiques typiques et, de ce fait, la tension du vent est, en première approximation, uniforme. Comme le révèlent certaines études sur la mer du Nord (Groen et Groves, 1962), les ondes de plate-forme (Gill et Schumann, 1974) et les lacs (Bennett, 1974), ces circulations à plus petite échelle sont causées par des gradients en profondeur perpendiculaires au vent. Enfin, le coefficient de la contrainte de fond, tel que déterminé par la théorie d'Ekman, est inversement proportionnel à la profondeur en eaux profondes, mais a tendance à devenir inversement proportionnel au carré de la profondeur en eaux peu profondes (Simons, 1983; Schwab, 1983).

On peut en outre se demander si, malgré la vaste base de données utilisée dans les études sur la circulation des Grands Lacs, la résolution spatiale des mesures convient à la vérification des modèles. La méthode habituellement utilisée dans ces études a consisté à couvrir plus ou moins le bassin avec un réseau de courantomètres et de comparer les données observées avec les résultats des modèles en des points de grille adjacents. Il est sans conteste préférable de concevoir un réseau de mesure qui permet une interpolation non ambiguë des données entre les instruments de façon à respecter le principe de la conservation de la masse. C'est pourquoi le réseau haute résolution d'instruments dans la section transversale du lac Ontario au cours de l'hiver de 1982-1983 convient bien à l'évaluation du rendement de modèles de circulation de lacs typiques et, partant, au calcul d'un indice de fiabilité de modèles océaniques semblables.

La capacité de simulation d'un modèle de circulation dépend sans doute des échelles de temps en cause et de l'importance relative des divers processus dynamiques dans une situation donnée. En effet, les résultats des expériences antérieures montrent que la réponse immédiate d'un lac à une forte impulsion de vent est plus facile à simuler que les circulations à long terme caractérisées avant tout par des effets de frottement ou par une stratification (Simons, 1980). Ceci dit, l'analyse qui suit traite séparément des circulations à court terme et à long terme.

4.4 Modèles numériques

Le choix du modèle le plus approprié à ce type d'étude n'est pas des plus simples entre des modèles à surface libre ou à «couvercle rigide», entre des modèles à intégration verticale ou à plusieurs niveaux, ou encore entre des méthodes aux différences finies ou d'autres méthodes de calcul spatial discret. La présente étude ne vise pas à comparer les différentes techniques de modélisation. Elle vise plutôt à vérifier si des modèles hydrodynamiques classiques et représentatifs permettent de simuler les principales caractéristiques des circulations observées. Dans le cas d'un bassin homogène, la méthode la plus directe consiste à résoudre les équations du mouvement intégrées verticalement

et l'équation de continuité dans un même réseau de Richardson ou, si les effets de divergence sont supprimés par l'approximation du couvercle rigide, à résoudre l'équation du tourbillon (1) dans une grille rectangulaire.

L'approximation du couvercle rigide repose sur l'hypothèse selon laquelle les échelles de longueur caractéristiques sont plus petites que le rapport de la vitesse des ondes de surface au paramètre de Coriolis. Si la profondeur typique est de 100 m, et la largeur du bassin, bien inférieure à 100 km, les circulations topographiques dans le lac Ontario ne seront vraisemblablement pas touchées par les effets de surface libre et, de ce fait, l'équation du tourbillon devrait donner les mêmes résultats que les équations des eaux peu profondes. Cependant, il faut tenir compte des erreurs d'arrondi dues à une résolution inexacte des approximations par différences finies. Étant donné que ces erreurs peuvent différer beaucoup selon qu'il s'agisse d'un modèle à couvercle rigide ou d'un modèle à surface libre, il semble valable d'utiliser les deux modèles dans les présentes simulations. De plus, nous analyserons les effets de la résolution du modèle dans la prochaine section avant d'effectuer les calculs du modèle du lac Ontario.

Les équations intégrées verticalement de la surface libre d'une masse d'eau homogène sont

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -gH \frac{\partial h}{\partial x} + fV - BU + \frac{\tau_{sx}}{\rho} - \frac{\partial}{\partial x}(U\bar{u}) - \frac{\partial}{\partial y}(V\bar{u}) \qquad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -gH \frac{\partial h}{\partial y} - fU - BV + \frac{\tau_{sy}}{\rho} - \frac{\partial}{\partial x}(U\bar{v}) - \frac{\partial}{\partial y}(V\bar{v}) \qquad (3)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial y} \qquad (4)$$

où U, V sont les composantes du vecteur de transport intégré verticalement dans les directions x, y et $\bar{u}$, $\bar{v}$ sont les moyennes verticales des courants correspondants; h est le déplacement de la surface libre, g l'accélération due à la pesanteur, ρ la densité; la notation est par ailleurs la même que dans l'équation (1). D'après des études sur modèles des Grands Lacs (Simons, 1983; Schwab, 1983), la meilleure estimation du coefficient de la contrainte de fond est $B = 5 \times 10^{-3} H^{-2}$ où H est exprimé en mètres et B en s^{-1}. L'échelle temporelle correspondante du frottement varie d'un jour, pour les profondeurs de 20 m, à 100 jours pour les profondeurs de 200 m; elle est en général de 10 jours pour l'ensemble du lac Ontario.

Dans un même réseau de Richardson, les variables du modèle sont réparties dans l'espace en quinconce, l'altitude de la surface étant définie au centre d'une maille et les composantes normales du vecteur transport sur les côtés de la maille. Les dérivées spatiales sont

approchées par des différences centrales et le terme de Coriolis est donné par la moyenne de quatre points périphériques. Par souci de conservation de l'énergie cinétique totale dans le calcul de la moyenne, on a multiplié les termes de Coriolis des équations (2) et (3) par $(1 + H_u/H_v)/2$ et $(1 + H_v/H_u)/2$ respectivement, où H_u et H_v sont les profondeurs aux points u et v. Les termes non linéaires sont approchés par la formule de quantité de mouvement avec consommation d'énergie pour un même réseau de Richardson (Lilly, 1965). L'extrapolation temporelle est réalisée en une seule étape vers l'avant pour chacune des variables, tour à tour, donc à partir des valeurs les plus récentes des deux autres variables. À cause de la structure des équations, cela revient à un calcul avant-arrière des termes de Coriolis et à un calcul à saute-mouton des termes de divergence de pression, l'intervalle de temps étant déterminé par la condition CFL (Courant, Friedrichs, Lewy, 1928). Le présent modèle du lac Ontario est basé sur une maille de 5 km et un intervalle de temps de 75 s. L'intervalle de temps pour les termes non linéaires dépend de la vitesse du courant plutôt que de la vague à la surface libre, de sorte que ces termes sont recalculés aux demi-heures. Ces méthodes numériques sont traitées par Simons (1980).

La solution de l'équation du tourbillon repose également sur une extrapolation temporelle en une étape unique et un calcul par différences centrales des dérivées spatiales. La valeur moyenne du terme de Coriolis est calculée sur l'ancien et le nouvel intervalle de temps de sorte qu'elle apparaît à la fois dans le membre gauche et le membre droit de l'équation aux différences finies. Le terme de frottement est évalué plus avant dans le temps, ce qui fixe une limite supérieure pour l'intervalle de temps en eaux peu profondes. L'espacement des mailles de la grille dans les calculs s'appliquant au lac Ontario était de 2.5 km et l'intervalle de temps était d'une heure pour le modèle linéarisé et d'un quart d'heure lorsqu'on incluait les termes non linéaires. Des solutions ont été obtenues par relaxation, avec un facteur de surrelaxation de 1.5. Pour faire converger les solutions moyennes à long terme, il a fallu continuer le processus d'itération jusqu'à ce que la différence entre des itérations successives soit partout inférieure à 1 m^3s^{-1}, pendant que les valeurs instantanées typiques de la fonction du courant étaient de l'ordre de 10^5 m^3s^{-1}. Le nombre d'itérations requises est considérablement moindre si la première approximation est obtenue par extrapolation des deux intervalles de temps précédents.

4.5 Résolution du modèle

Étant donné que les circulations provoquées par le vent dans des lacs homogènes sont déterminées par la topographie, la résolution d'un modèle numérique est essentiellement déterminée par les plus forts gradients observés en profondeur dans le bassin. Dans le lac Ontario (figure 1.1), la pente du fond de la rive sud est deux fois plus abrupte que celle de la rive nord et, de ce fait, on peut s'attendre à des erreurs d'arrondi plus grandes le long de la rive sud. Une méthode directe d'évaluation de ces erreurs d'arrondi consiste à augmenter la résolution du modèle jusqu'à ce que la solution converge. Cette méthode

est difficilement applicable au lac Ontario car des études sur les ondes topographiques indiquent que les mailles de la grille devraient alors mesurer moins de 1 km, ce qui revient à une grille comportant de 10^4 à 10^5 points pour l'ensemble du lac. C'est pourquoi cette méthode a été appliquée à un bassin théorique dont la topographie est semblable à celle du lac Ontario.

Un bassin théorique qui a suscité beaucoup d'intérêt est le bassin circulaire à fond parabolique. Des solutions analytiques ont été obtenues pour la réponse en fonction du temps à une impulsion de vent d'un milieu sans frottement (Birchfield et Hickie, 1977) ainsi que pour des circulations en régime permanent (Birchfield, 1967, 1973). La première étape des présentes expériences de résolution a consisté à tenir compte du frottement de fond dans des situations qui varient dans le temps et à prévoir des variations de profondeur plus réalistes. Pour ce faire, on a réduit par séparation des variables le problème bidimensionnel à un problème unidimensionnel qui peut être solutionné numériquement avec une résolution suffisante pour s'assurer que les solutions sont exactes. La seconde étape a consisté à résoudre le même problème dans une grille rectangulaire bidimensionnelle avec une résolution plus fine et à comparer les résultats avec les solutions exactes.

Pour définir le problème unidimensionnel, on suppose que la profondeur du bassin circulaire est une fonction du rayon seulement, on exprime les équations dynamiques (1) à (4) en coordonnées polaires et on supprime les termes non linéaires. Pour un vent uniforme, les composantes de la tension du vent dans ces équations sont proportionnelles au sinus et au cosinus de l'angle d'azimut et, de ce fait, les solutions doivent être de même forme. En introduisant ces solutions dans les équations de départ, on obtient des équations dans lesquelles le rayon du bassin est la seule variable spatiale. Les équations aux différences finies correspondantes ont été formulées pour le modèle à surface libre ainsi que pour le modèle à couvercle rigide. Ainsi, l'équation du tourbillon peut être résolue par inversion directe de matrices.

Lorsqu'ils ont été appliqués à des problèmes de circulation sans frottement dans des bassins circulaires à fond parabolique, les deux modèles numériques unidimensionnels ont convergé vers les solutions analytiques disponibles. Le profil parabolique du fond a ensuite été remplacé par le profil abrupt de la pente de la rive sud du lac Ontario montré à la figure 1.2. Étant donné que la largeur de cette région inclinée est d'environ 20 km, on a ajouté une région intérieure de profondeur constante de façon que le diamètre du bassin circulaire soit comparable à la longueur de la section transversale de la figure 1.2. En tenant compte du frottement de fond, on a augmenté la résolution des deux modèles numériques de façon itérative jusqu'à ce que leurs solutions convergent. Ces résultats seront considérés comme les solutions exactes. Comme prévu, il a fallu utiliser une grille de maille inférieure à 1 km pour limiter les erreurs sur les courants à quelques pour cent. Une telle maille représente un faible pourcentage de la largeur de la région inclinée du fond.

Deux exemples des expériences de résolution sont maintenant présentés étant donné qu'ils ont un effet direct sur l'analyse des calculs du lac Ontario dont il sera ensuite question. Le premier exemple concerne la réponse à une impulsion de vent de durée finie, le second a trait au courant moyen à long terme provoqué par des vents réels observés sur le lac Ontario en 1982-1983. Dans chaque cas, la solution à retenir est celle du courant le long du diamètre perpendiculaire au vent.

La figure 4.7 décrit la réponse à une impulsion en fonction de la distance de la rive et de la profondeur. Les lignes continues représentent les solutions exactes obtenues à partir de modèles unidimensionnels à haute résolution. Les lignes tiretées correspondent aux résultats d'un modèle à surface libre et à grille bidimensionnelle rectangulaire de 5 km de résolution. Les lignes pointillées représentent les résultats d'un modèle à couvercle rigide bidimensionnel dont les points de grille ont le même espacement. Dans ce problème particulier, la résolution de 5 km semble acceptable pour le modèle à surface libre mais ne l'est pas pour la version à couvercle rigide. Si l'espacement des points de grille du dernier modèle est réduit de moitié, l'exactitude des résultats devient comparable à celle du premier.

Dans la figure 4.8, on compare les résultats à long terme obtenus en appliquant dans le bassin circulaire les vents observés sur le lac Ontario pendant la période de 140 jours allant du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983. Les solutions du côté gauche sont les moyennes des 70 premiers jours, celles du côté droit sont les moyennes pour toute la période. Étant donné que le vent moyen au cours de la deuxième partie de l'expérience est contraire à celui de la première partie, le vent net et, par conséquent, la circulation nette, sont très faibles. Les lignes grasses continues correspondent aux solutions exactes. Les carrés représentent le modèle à surface libre et à grille bidimensionnelle de 5 km; les cercles représentent les résultats du modèle de tourbillon bidimensionnel avec une grille à mailles de 2.5 km. Avec le faible frottement de fond utilisé dans les présentes études, le modèle à surface libre tend à surestimer les oscillations des courants topographiques en eaux profondes. Il en résulte de grandes erreurs lorsqu'on établit des solutions moyennes sur de longues périodes, en particulier si la poussée moyenne du vent tend vers zéro.

Tout comme les solutions analytiques pour le bassin circulaire, les résultats numériques susmentionnés ont été obtenus à partir de modèles linéaires. Les solutions séparables du problème linéarisé sont aussi utilisées pour calculer les corrections de second ordre comme l'a fait Bennett (1978) pour un bassin circulaire stratifié. La première onde azimutale poussée par le vent uniforme crée un tourbillon circulaire de nombre d'onde nul; il en est de même du deuxième nombre d'onde azimutale. Dans le cas présent, le tourbillon circulaire prend la forme d'une circulation cyclonique moyenne au centre du bassin, comme l'indique la fine ligne continue de la figure 4.8. Cela est attribuable au fait qu'un transport littoral topographique du type représenté à la

figure 4.8 est généralement associé à un transport du type d'Ekman vers le bas de la page (Birchfield, 1973; Birchfield et Hickie, 1977). L'advection résultante vers la rive de la quantité de mouvement parallèle au littoral produit un courant cyclonique au centre du bassin et un courant anticyclonique près de la rive. Cependant, l'effet qui se manifeste près de la rive a tendance à s'inverser le long du diamètre parallèle au vent et, de ce fait, il fait partie du deuxième nombre d'onde azimutale. Même si le document de Bennett (1978) traitait principalement des ondes internes de Kelvin, certaines planches montrent un tourbillon cyclonique au centre du bassin, que l'auteur attribue à l'effet corrigé d'ondes topographiques forcées.

Le problème non linéraire peut aussi être représenté par un modèle spectral d'ordre inférieur à conservation d'énergie comme c'est souvent le cas dans les études atmosphériques (p. ex. Simons, 1972). En plus des auto-interactions non linéaires de l'onde forcée, de tels modèles prévoient les interactions entre le tourbillon circulaire et les ondes et entre les ondes de différents nombres d'ondes. Des calculs de ce genre ont été effectués dans le cas présent. Même si l'étude détaillée des résultats déborde du cadre de ce rapport, des changements non linéaires de la première onde azimutale se sont avérés comparables en amplitude aux erreurs d'arrondi dans les simulations à faible résolution montrées à la figure 4.8.

4.6 Fluctuations à court terme des courants

Le rendement du modèle à court terme est, dans la présente étude, évalué en comparant les réponses du modèle et du lac réel à une impulsion de vent finie. Les fonctions de réponse à l'impulsion sont couramment utilisées dans la prévision des soulèvements de tempête (Schwab, 1978) et seront aussi utilisées dans le prochain chapitre pour calculer des courants littoraux entraînés par le vent. Dans le modèle hydrodynamique, les caractéristiques des réponses sont déterminées en soumettant le modèle linéarisé à une impulsion de vent unitaire et en enregistrant les variations temporelles des courants calculés en certains points d'intérêt de la grille. En ce qui a trait au lac lui-même, des fonctions de réponse empiriques peuvent être établies à partir de séries d'observations des courants à condition de disposer d'enregistrements simultanés des vents.

La méthode de la réponse à une impulsion augmente en simplicité si le bassin est de petite étendue comparativement aux systèmes météorologiques typiques, de sorte que l'on peut supposer que le champ de vent est uniforme sur toute l'étendue du lac. Dans ce cas, le courant u à un endroit particulier peut être exprimé par la formule

$$u(t) = \int_{o}^{T} \tau(t - t') \cdot R(t')\, dt' \qquad (5)$$

où τ est la tension historique du vent, R la fonction de réponse à l'impulsion à l'emplacement étudié et T le temps de mémoire fini du lac

dû au frottement. Si les observations sont faites à des intervalles de temps discrets Δt et si la mémoire $N = T\Delta t$, l'équation (5) devient

$$U_i = \sum_{n=1}^{N} \tau_{i-n} \cdot R_n \qquad (6)$$

Pour un ensemble de données sur le vent et les courants, l'équation (6) génère un système d'équations dont la solution permet d'obtenir la réponse à l'impulsion. Pour obtenir des résultats fiables, la longueur des séries de données doit être beaucoup plus grande que la longueur de la fonction de réponse, et le système doit être résolu à l'aide d'un algorithme des moindres carrés. Après quelques essais, un intervalle de temps de 12 h avec des vents et des courants disposés en quinconce dans le temps s'est révélé approprié. Pour utiliser toutes les données sur les courants, il a fallu extrapoler les séries de données sur le vent vers l'arrière dans le temps.

Des données sur les vents sont contenues dans les observations météorologiques courantes effectuées à l'aéroport de l'île de Toronto, qui se trouve un peu à l'ouest de la station A7. Au cours des 80 premiers jours de l'expérience, on a également mesuré les vents au moyen d'une bouée météorologique placée à la station C7 et d'anémomètres situés sur la rive aux deux extrémités du réseau traversant le lac. L'enregistrement des vents recueillis par la bouée a été fréquemment interrompu par des problèmes d'englacement et, par conséquent, n'a pas été très utile. Les spectres de fréquence des enregistrements de vent provenant des deux stations riveraines présentent la même forme que le spectre de vent observé à l'île de Toronto, mais leurs amplitudes sont plus faibles à cause des différences de hauteur et, peut-être, d'une exposition réduite. Comme l'indique le chapitre 2, les mesures d'été recueillies par un anémomètre semblable situé sur la plage près de la station météorologique de l'île de Toronto ont produit un spectre de vent dont l'amplitude est réduite uniformément pour les périodes supérieures à quelques jours. En utilisant ce résultat pour ajuster les présentes mesures effectuées sur la rive, on obtient à la station de la rive sud un vent moyen presque identique en vitesse et en direction à celui observé à l'île de Toronto pour la période d'exploitation. À la station de la rive nord, la vitesse moyenne du vent est de 15 % inférieure et sa direction est modifiée de 40° dans le sens anti-horaire.

Étant donné que l'enregistrement des vents de l'île de Toronto est continu et qu'il est très représentatif des conditions de vent sur le lac, on s'en sert pour effectuer les présents calculs. On suppose que le vent est uniforme, mais les effets possibles d'un cisaillement de vent à long terme tel qu'observé entre les deux anémomètres riverains seront évalués. Le cisaillement du vent est donné par le produit du carré de la vitesse du vent et d'un coefficient de traînée qui varie linéairement entre 1.5×10^{-3} pour les vitesses de vent inférieures à 10 m s^{-1} et 3.0×10^{-3} pour les vitesses de vent supérieures à 20 m s^{-1}. Ces valeurs relativement élevées sont tirées d'études sur modèles

antérieures des Grands Lacs (Simons, 1975; Schwab, 1978); elles s'avèrent de nouveau nécessaires dans la présente étude pour reproduire les variations à court terme des courants telles qu'observées.

La vérification du modèle porte principalement sur le transport de masses d'eau dans la section transversale, c'est-à-dire les courants littoraux, étant donné que ces mesures peuvent être vérifiées relativement à la conservation de la masse. Bien que les transports d'eau dans une section nord-sud du lac soient fort probablement dominés par la composante est-ouest du vent, les effets de la composante nord-sud ne peuvent pas être exclus. Par conséquent, la méthode de modélisation empirique tient compte des deux composantes du vent. La réponse à la composante du vent perpendiculaire à la section transversale converge bien pour différentes troncations de la fonction de réponse entre 10 et 30 jours, mais pas la réponse à la seconde composante du vent. Par conséquent, la vérification du modèle à court terme se limite à la réponse des courants littoraux aux vents littoraux.

Le calcul de fonctions de réponse empiriques peut être faussé par les parties basse fréquence des spectres des vents et des courants. Pour éviter ce problème, on a éliminé les oscillations à long terme au moyen d'un filtre numérique passe-haut. Bien que la limite de séparation des échelles de temps soit quelque peu arbitraire, la période de coupure devrait être nettement plus longue que le temps de mémoire du lac tel qu'estimé à partir des fonctions de réponse à une impulsion. Dans la présente étude, les échelles de temps des variations de courant à long terme sont d'un mois ou plus. Le filtre passe-haut conserve toutes les fluctuations de période inférieure à 35 jours et élimine complètement les courants de période supérieure à 46 jours.

Les résultats des calculs sont présentés à la figure 4.9. Les lignes continues représentent la réponse empirique des courants à une impulsion de vent de 12 h pour tous les courantomètres disposés en travers du lac selon la figure 1.2. La profondeur de sondage de chaque station est indiquée, et les résultats sont présentés par ordre croissant de la profondeur, dans les parties septentrionale et méridionale de la section, afin de faire ressortir l'asymétrie des réponses. Les courbes pointillées montrent les fonctions de réponse calculées par un modèle à surface libre aux 5 km pour les points de grille correspondants ou, pour quelques stations, au milieu de deux points de grille successifs. La correspondance entre les réponses empirique et calculée est meilleure près de la rive nord et en eau profonde, et elle l'est beaucoup moins aux stations se trouvant à des profondeurs voisines de la moyenne dans la section transversale (100 m).

Le présent programme de mesures visait à permettre une interpolation non ambiguë entre les points d'amarrage des instruments et à vérifier les conditions du bilan massique pour les transports d'eau dans la section transversale du lac. Un algorithme informatique objectif a été utilisé pour interpoler à l'horizontale les transports de masse intégrés verticalement et calculés pour chaque station de la façon indiquée ci-dessus. Les conditions aux limites se ramènent à un

transport nul sur les rives. Les distributions empiriques en travers du lac des transports générés par une impulsion de vent de 12 h sont présentées dans le volet de gauche de la figure 4.10. Les résultats correspondants du modèle à surface libre de 5 km de résolution sont indiqués dans le volet de droite. Les données concordent bien pendant les premiers jours et après le 5e jour en général, mais dans l'intervalle elles diffèrent considérablement, notamment au voisinage de la profondeur moyenne de la section transversale. D'après des modèles simples de circulations lacustres dues au vent (Bennett, 1974), l'isobathe moyenne tend à séparer les courants littoraux dirigés dans le sens du vent de la circulation de retour au milieu du lac. Ce phénomène ressort bien de la réponse initiale du présent modèle ainsi que des résultats empiriques.

Le principal avantage de la présentation utilisée dans la figure 4.10 est qu'elle permet de vérifier la cohérence interne des observations des courantomètres et les fonctions de réponse déterminées empiriquement. À cette fin, les transports de masse à gauche dans la figure 4.10 sont intégrés séparément pour les régimes de courant vers l'est et vers l'ouest, et sont comparés dans la partie supérieure de la figure 4.11. L'accord très étroit rend crédible la méthode de vérification du modèle adoptée dans la présente étude. La courbe de transport de masse correspondante produite par le modèle est représentée dans la partie inférieure de la figure 4.11, et découle aussi des résultats interpolés présentés à droite dans la figure 4.10. Dans ce cas, la cause de l'écart dans le transport de masse total peut être facilement identifiée. Environ la moitié du transport net vers l'ouest après une journée provient de déplacements de la surface libre, et l'autre moitié, du calcul d'interpolation. L'interpolation tend à sous-estimer les transports littoraux qui, à cette date, sont dirigés vers l'est (figure 4.10).

4.7 Circulations à long terme

Le rendement relativement bon du modèle linéarisé pour simuler la réponse immédiate du lac au vent n'est pas étonnant si on le compare avec des expériences antérieures effectuées sur des modèles de circulation de lac (Simons, 1980, 1983; Schwab, 1983). Cependant, on peut s'attendre à des résultats moins favorables pour les simulations à long terme. On pourra résoudre ce problème en éliminant les fluctuations de courant de période inférieure à un mois environ au moyen du filtre susmentionné.

Le premier et les quelques derniers points d'une série passe-bas ne peuvent être déterminés sans ambiguïté. Si l'on applique le filtre numérique à la longueur totale de l'enregistrement, la série initiale doit être prolongée artificiellement aux deux extrémités. Comme les enregistrements initiaux comportent des moyennes et des tendances à long terme relativement importantes, la réflexion des séries aux deux extrémités semble être la meilleure méthode à utiliser. Cette méthode a été comparée au prolongement par des zéros, et les différences entre les séries passe-bas résultantes étaient essentiellement limitées

aux premiers et derniers 10 jours. Par conséquent, afin d'éviter toute ambiguïté, les séries passe-bas ont été tronquées à ces points. La figure 4.12 présente la série chronologique passe-bas des observations de la tension du vent et des courants. L'échelle des jours correspond à la période de mesure de 140 jours allant du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983.

L'examen de la partie gauche de la figure 4.12 révèle une corrélation entre les variations de courant à long terme près de la rive nord et la composante littorale du vent. La tendance à long terme du courant de la rive sud (côté droit de la figure 4.12) est quelque peu semblable, mais ce courant est dominé par une forte composante moyenne vers l'est. Les courants profonds se déplacent en général contre le vent, mais leurs variations dans le temps ne sont pas fortement corrélées au vent. Une fois de plus, ces observations sont mieux illustrées par une interpolation horizontale des transports intégrés verticalement. Les variations résultantes pour des périodes d'un mois ou plus sont présentées à la figure 4.12. L'élément le plus étonnant de la distribution de transport en travers du lac est la zone de forts courants dirigés vers l'est qui s'étend de la rive sud bien au-delà de l'isobathe moyenne. Contrairement aux courants de la rive nord, la circulation de la rive sud et la circulation de retour en profondeur ne sont aucunement corrélées avec les variations du vent.

Les calculs à long terme du modèle reposent sur des observations horaires du vent recueillies pendant un mois avant le début de l'expérience sur le terrain. Les résultats du modèle ont ensuite été soumis à un filtrage passe-bas de la même façon que les enregistrements observés. Les calculs ont d'abord été faits à l'aide d'un modèle à surface libre linéaire de 5 km de résolution et de modèles à couvercle rigide linéaires de 5 km et de 2.5 km de résolution. Les résultats du modèle ne correspondent pas aux observations, sauf ceux en eaux peu profondes près de la rive nord. Les caractéristiques générales de toutes les solutions des modèles sont semblables, particulièrement les résultats du modèle à surface libre de 5 km et ceux du modèle à couvercle rigide de 2.5 km. Contrairement aux larges zones de courants observés (figure 4.13), les circulations calculées (figure 4.14) obtenues à partir du modèle à surface libre linéaire avec frottement tel que défini dans l'équation (4) sont caractérisées par des éléments de petite échelle. Pour s'assurer que les résultats ne soient pas faussés par le processus de mise en marche ou par l'accumulation d'erreurs de calcul à long terme, le modèle a été remis en marche trois mois plus tôt. Les résultats ont été les mêmes.

Comme les petites circulations calculées se retrouvent surtout en eaux profondes, on peut les supprimer partiellement si l'expression du frottement en eaux peu profondes dans l'équation (4) est remplacée par l'expression d'Ekman classique du frottement en eaux profondes qui est inversement proportionnel à H plutôt qu'à H^2. C'est pourquoi le modèle a été repris avec un coefficient de frottement $B = 1.5 \times 10^{-4}/H$ qui est plus élevé que celui donné par l'expression en eaux peu profondes pour les profondeurs supérieures à 35 m. Les courants

résultants étaient trop rapides dans les zones littorales, mais les circulations globales étaient les mêmes.

Les circulations à petite échelle peuvent être facilement éliminées par une certaine forme de diffusion horizontale de la quantité de mouvement. Pour ce faire, on a introduit le laplacien du transport dans les équations (2) et (3) linéarisées avec un coefficient égal à 25 m^2s^{-1} pour la grille de 5 km et à 5 m^2s^{-1} pour la grille de 2.5 km. La période de diffusion correspondante est d'environ 10 jours. Ainsi, toutes les circulations à petite échelle sont éliminées des solutions basse fréquence comme l'indique la figure 4.15. Les résultats concordent avec ceux des études théoriques de la circulation en régime quasi permanent (Birchfield, 1967, 1973), mais ne concordent pas avec la circulation observée, sauf près de la rive nord.

Les résultats à long terme diffèrent considérablement lorsque les termes non linéaires sont conservés dans les modèles. Comme on pouvait s'en attendre des calculs du bassin circulaire (figure 4.8), les solutions non linéaires définissent un tourbillon cyclonique autour du point de profondeur maximale de la section transversale. En l'absence de diffusion, les solutions non linéaires sont toujours dominées par les effets à petite échelle des solutions linéaires. Cependant, si les termes non linéaires et une diffusion horizontale de la quantité de mouvement sont pris en compte, les solutions se rapprochent passablement des observations. La figure 4.16 présente les résultats du modèle à surface libre non linéaire de 5 km de résolution avec un coefficient de diffusion de 25 m^2s^{-1}. Des résultats très semblables sont de nouveau produits par le modèle à couvercle rigide non linéaire de 2.5 km de résolution avec un coefficient de diffusion de 5 m^2s^{-1}.

Un grand objectif de la présente étude était de vérifier la cohérence interne des données de terrain en calculant les transports totaux dans la section transversale du lac. Les transports totaux vers l'est et vers l'ouest correspondant aux observations interpolées de la figure 4.13 sont présentés dans la partie supérieure de la figure 4.17. Idéalement, la différence entre les transports vers l'est et vers l'ouest devrait être égale au transport hydraulique associé au débit qui entre par la rivière Niagara pour sortir dans le St-Laurent et qui est d'environ 7×10^3 m^3s^{-1} vers l'est. L'erreur observée est en général de l'ordre du débit hydraulique, mais elle n'est pas suffisamment grande pour rendre invalides les circulations globales illustrées à la figure 4.13. À titre de comparaison, les transports totaux vers l'est calculés par le modèle à surface libre sans diffusion horizontale, avec diffusion, et avec diffusion et termes non linéaires, sont représentés dans la partie inférieure de la figure 4.17. En l'absence de diffusion et de terme non linéaire, le transport calculé correspond étroitement au transport observé bien que la distribution en travers du lac soit complètement différente. La solution du modèle non linéaire avec diffusion semble se détériorer avec le temps.

4.8 Analyse

Ces résultats des modèles ressortent sans doute davantage si on compare les courants moyens à long terme, observés et calculés, et leurs écarts types dans le temps. Cette comparaison est présentée à la figure 4.18. La ligne grasse continue à la gauche représente la distribution moyenne des courants intégrés verticalement en travers du lac pour la période de mesure de 140 jours. Le transport total vers l'est est de 70 x 10^3 m^3s^{-1}, et le transport total vers l'ouest est de 66 x 10^3 m^3s^{-1}, le transport net étant de 4 x 10^3 m^3s^{-1} vers l'est comparativement au débit hydraulique réel qui est de 7 x 10^3 m^3s^{-1}. Les lignes pointillées et à tirets courts représentent les résultats du modèle à surface libre linéaire, avec et sans diffusion respectivement; la ligne à tirets longs représente les résultats du modèle à surface libre non linéaire avec diffusion; et la ligne mince continue représente les résultats du modèle à couvercle rigide non linéaire de 2.5 km de résolution. Les écarts types correspondants, pour la même période, sont présentés à droite. Contrairement au courant moyen à long terme, les variations en travers du lac des variations de courant à court terme sont assez bien simulées par tous les modèles. Seules les solutions non linéaires représentent assez bien le profil observé en travers du lac du courant à long terme.

Comme l'indique la figure 4.8, le problème lié aux solutions à long terme tient en partie aux erreurs d'arrondi qui sont amplifiées lorsque les solutions moyennes sont calculées sur de longues périodes. Par conséquent, les petites oscillations de la courbe tiretée de la figure 4.1 seraient en grande partie erronées, et les solutions moyennes à long terme des modèles linéaires seraient mieux représentées par la courbe pointillée de la partie gauche de la figure 4.18. Il s'agit là essentiellement de la solution en régime permanent correspondant à la tension moyenne du vent pendant la période de mesure (1.1 x 10^{-2} Nm^{-2} vers l'est) et au faible frottement utilisé dans le cas présent. Comme l'indiquent les modèles théoriques et les calculs numériques relatifs au lac Ontario (voir Simons, 1980), le profil en travers du lac de la solution est composé de bandes de courants dus au vent le long des deux rives et de bandes adjacentes de courants de retour et de courants de dérive d'Ekman au centre du bassin. Dans la section transversale du lac Ontario, les solutions numériques en régime permanent pour les vents d'ouest sont caractérisées par une importante cellule de circulation dextrogyre associée à une large bande de courant limite le long de la rive nord, tandis que la cellule lévrogyre le long de la rive sud est très faible et ne mesure que quelques kilomètres de large. Ces résultats ont été vérifiés dans la présente étude par des calculs de haute résolution en régime permanent.

Les solutions linéaires s'écartent nettement des présentes observations qui sont caractérisées par une grande cellule cyclonique et des courants moyens beaucoup plus forts. Bien que la résolution des modèles de circulation de lac typiques soit apparemment trop faible pour produire des résultats précis, il est peu vraisemblable que des modèles linéaires de résolution plus élevée puissent reproduire la distribution

en travers du lac du transport moyen saisonnier. De plus, la distribution à travers du lac de la tendance à long terme du transport observé correspond à la réponse en régime quasi permanente du lac à la tendance à long terme du vent telle que calculée par des modèles linéaires. En d'autres termes, si on soustrait l'écoulement moyen à long terme, la figure 4.13 se rapproche de la figure 4.15 et, inversement, on peut corriger les solutions linéaires en superposant la moyenne saisonnière d'une cellule de circulation cyclonique dont le centre occupe le point de profondeur maximale de la section transversale. Cette cellule de circulation représente l'effet corrigé d'ondes topographiques forcées.

Il reste à évaluer les hypothèses sous-jacentes aux modèles. Étant donné que les effets de stratification peuvent être écartés puisque les mesures de température et de courant sont homogènes à la verticale, les deux hypothèses à retenir sont celles de l'uniformité du vent dans l'espace et d'une relation linéaire entre la tension de fond et le courant intégré à la verticale.

En ce qui concerne la distribution spatiale du champ de vent, il a été fait mention dans l'analyse des données que les anémomètres situés aux deux extrémités du réseau de mesure indiquaient une légère rotation cyclonique du vent moyen. Pour analyser cet effet, des calculs linéaires ont été effectués dans le cas extrême d'un vent dont la vitesse nulle sur la rive nord augmente linéairement jusqu'à sa valeur observée sur la rive sud. Même si les calculs ont révélé la présence d'un écoulement vers l'est un peu plus important le long de la rive sud, la circulation moyenne était encore caractérisée par la grande cellule dextrogyre associée au courant limite de la rive nord.

L'effet général du frottement de fond est connu. À mesure que le frottement augmente, la circulation en régime permanent se rapproche de celle d'un long chenal comportant une seule large bande de courant de retour dans le centre (Simons, 1980, p. 74-78). Comme il a été mentionné, on a refait les calculs linéaires, mais en remplaçant la formule d'Ekman en eau peu profonde par celle en eau profonde, ce qui a eu pour effet d'amplifier les effets du frottement de fond. De plus, on a repris les calculs en triplant le coefficient de frottement de fond initial de l'équation (4), ce qui a eu pour seul effet d'augmenter la largeur des courants limites de quelques kilomètres. Cependant, toutes ces formules sont linéaires et impliquent que la tension de fond moyenne à long terme n'est qu'une fonction du courant moyen à long terme. Lorsque les courants sont périodiques et de grande amplitude, il se peut que le frottement moyen ne soit aucunement lié à une circulation moyenne où la tension serait une fonction non linéaire telle que $\tau_b = c_d$, $|v_b|v_b$, où v_b est le courant de fond et c_d un coefficient de traînée sans dimension. Étant donné que des mesures poussées des courants de fond ont été effectuées au cours du programme d'étude sur le terrain, les tensions non linéaires correspondantes ont été directement calculées à partir d'observations instantanées et leur moyenne a ensuite été calculée pour toute la période d'observation. La tension de fond résultante a ensuite été divisée par le courant moyen à long terme.

Dans les stations près de la rive nord, les courants moyens ont tendance à s'annuler et, de ce fait, des calculs séparés ont été effectués pour la première et la deuxième moitié de la période, et on a établi la moyenne des résultats. La figure 4.19 présente les résultats pour $c_d = 1 \times 10^{-3}$ qui est une faible estimation de ce coefficient. À titre de comparaison, la courbe continue représente la formule d'Ekman en eaux peu profondes, $\tau_b = B\bar{H}\bar{v}$, où $B = 5 \times 10^{-3}\ H^{-2}$ comme dans les équations (1) à (4), le trait dénotant le courant moyen vertical. En ce qui concerne les effets du frottement de fond sur les circulations moyennes à long terme, les deux formules semblent concorder.

4.9 Conclusions

La présente étude avait pour objet d'évaluer la fiabilité des modèles de circulation typiques à partir d'observations recueillies par des courantomètres dans le lac Ontario pendant une période de 140 jours allant du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983. Les mesures ont été prises dans une seule section transversale du lac dont la résolution était suffisamment élevée pour vérifier la conservation du transport d'eau total. Les effets de la résolution des modèles ont été évalués en comparant les solutions exactes et numériques pour un bassin circulaire de bathymétrie semblable à celle du lac Ontario. Le rendement des modèles a été évalué pour des périodes courtes (jours-semaines), intermédiaires (semaines-mois) et longues (saisons).

Les réponses à court terme des modèles à des impulsions de vent finies ont été vérifiées par comparaison avec des fonctions de réponse empiriques. Pour vérifier les réponses à plus long terme, on a lissé les données des courantomètres et les solutions des modèles au moyen de filtres numériques. Les modèles hydrodynamiques linéaires classiques ont permis de simuler de façon appropriée les caractéristiques de base de toutes les circulations, à l'exception de la circulation moyenne saisonnière. Cette dernière consistait en un tourbillon cyclonique au centre du lac qui était dû à des effets non linéaires. Pour toutes les échelles temporelles sauf les échelles à court terme, l'introduction d'un effet modéré de diffusion horizontale a, semble-t-il, amélioré les résultats.

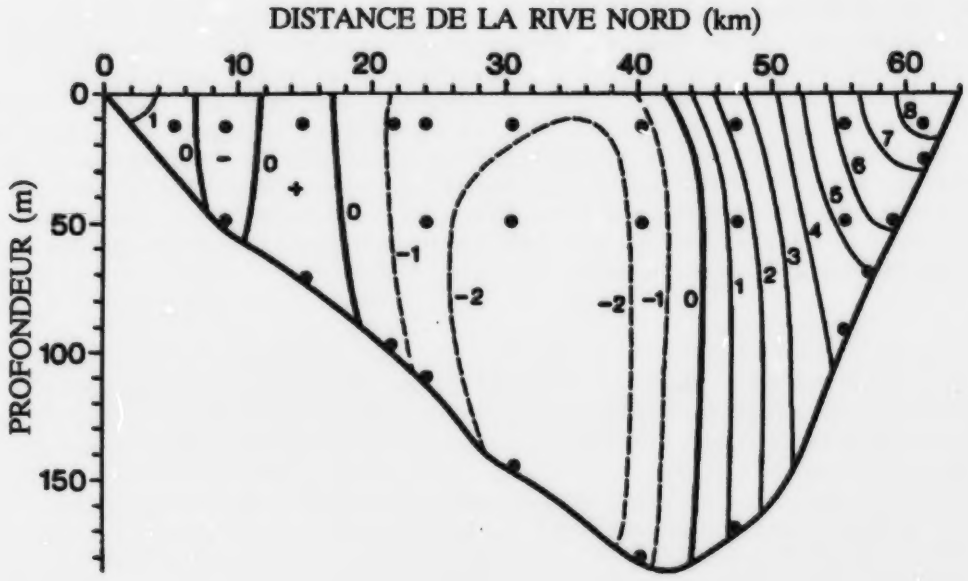


Figure 4.1 Courant moyen vers l'est (cm/s) dans la section transversale du lac Ontario de la figure 1, du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983. L'emplacement des instruments est indiqué par des points noirs.

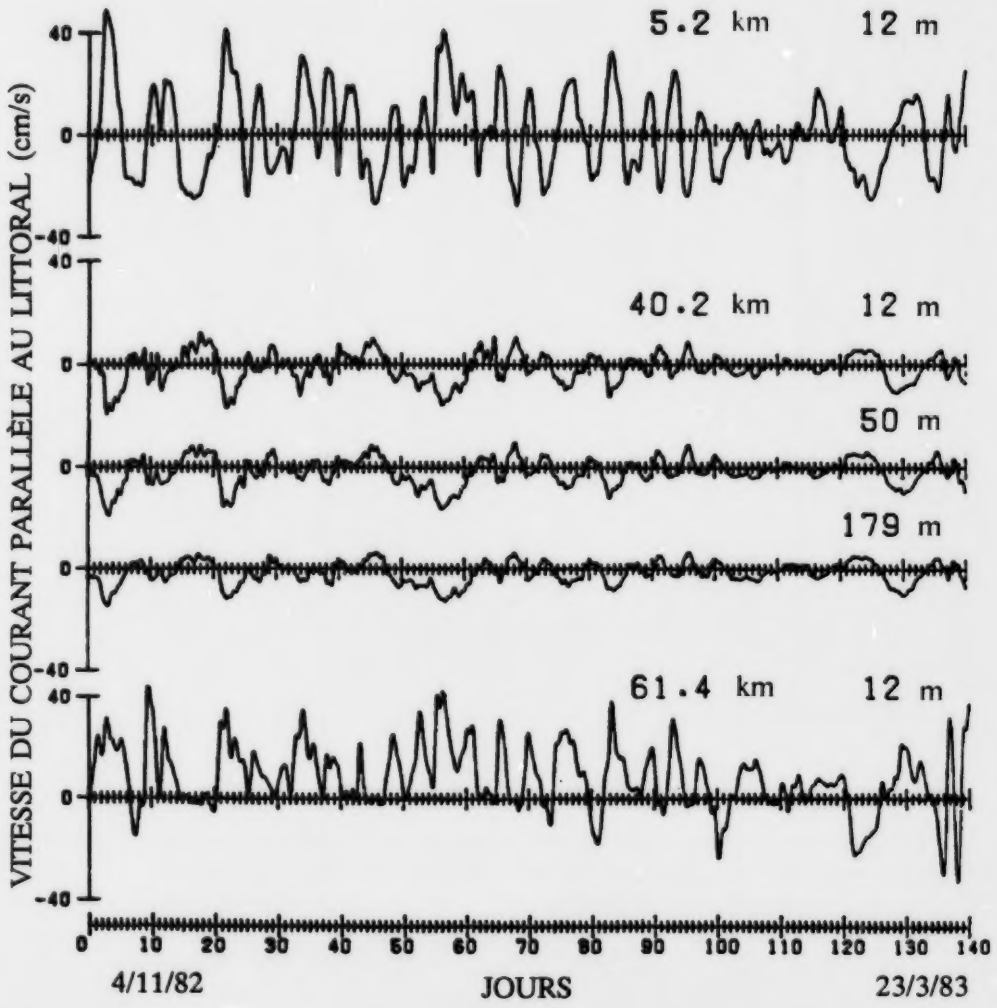


Figure 4.2 Séries chronologiques filtrées de courants parallèles au littoral dans la section transversale du lac Ontario de la figure 1, à différentes profondeurs et distances de la rive nord.

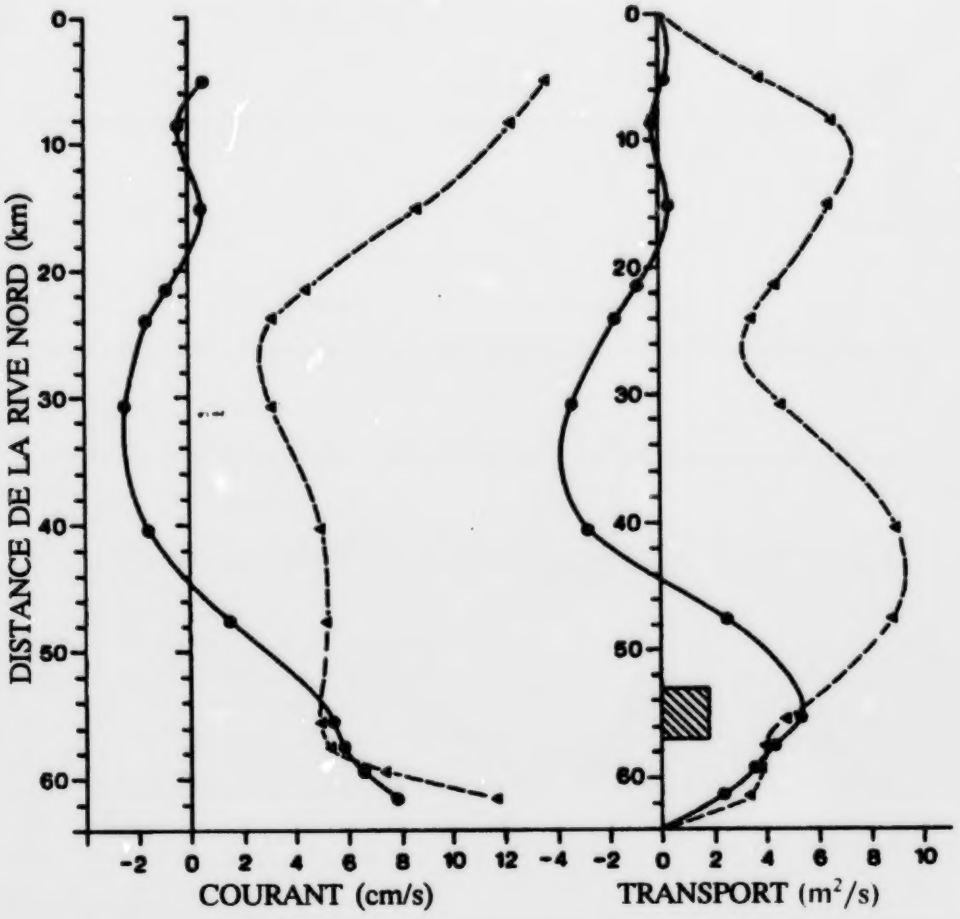


Figure 4.3 À gauche : moyennes à long terme (lignes continues) et écarts types dans le temps (lignes tiretées) de courants moyens à la verticale dans la section transversale du lac Ontario de la figure 1, du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983. À droite : mêmes diagrammes pour les courants intégrés verticalement. Le rectangle hachuré représente la composante fluviale.

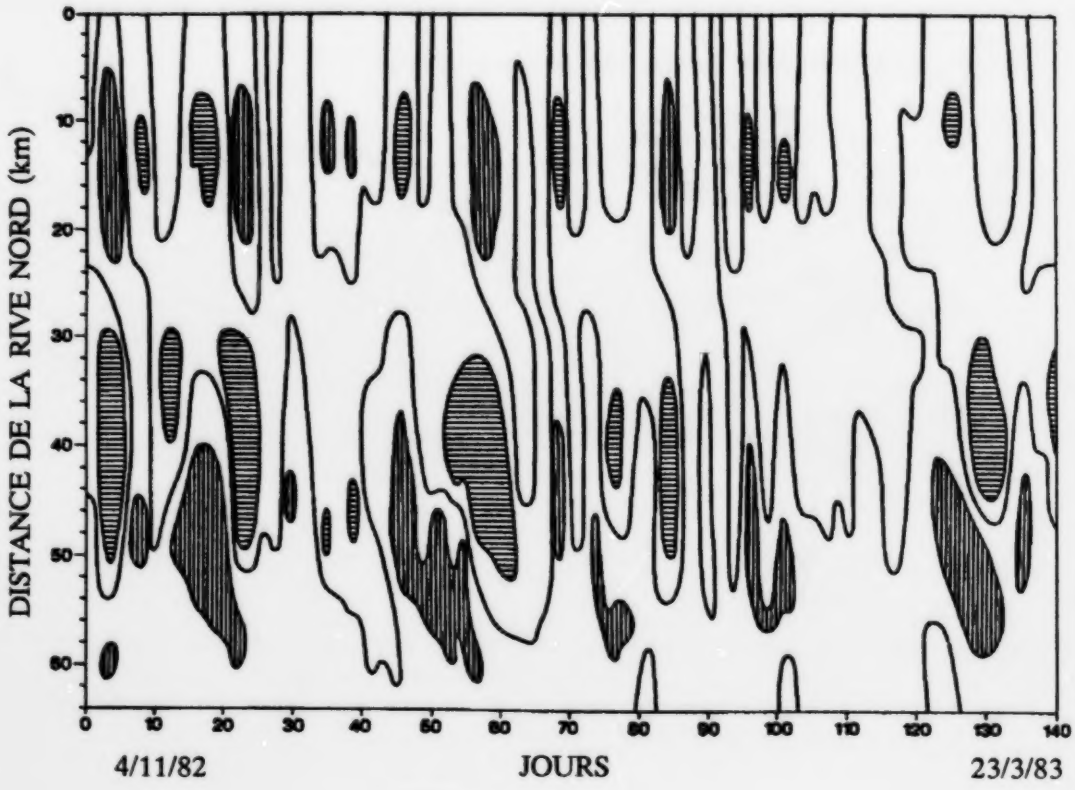


Figure 4.4 Distribution en travers du lac des courants intégrés verticalement, en fonction du temps. Les lignes continues indiquent des inversions de courants (transport nul), les hachures verticales représentent un transport vers l'est supérieur à 10 m^2/s, les hachures horizontales, un transport vers l'ouest supérieur à 10 m^2/s.

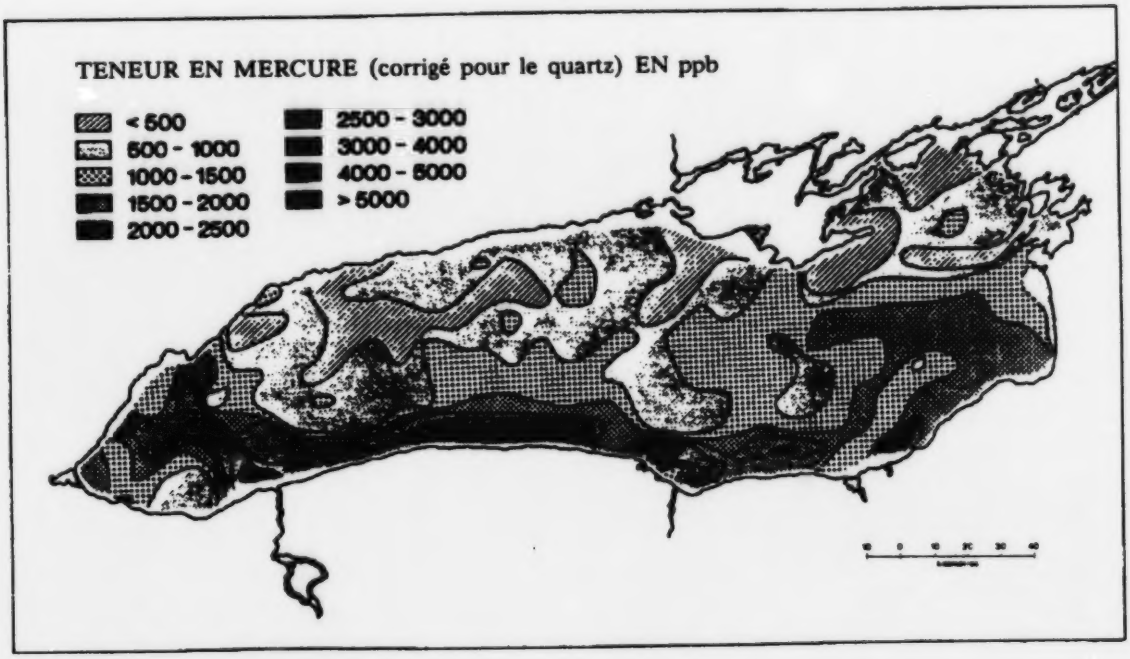


Figure 4.5 Distribution du mercure dans les sédiments du lac Ontario (tirée de Thomas, 1983).

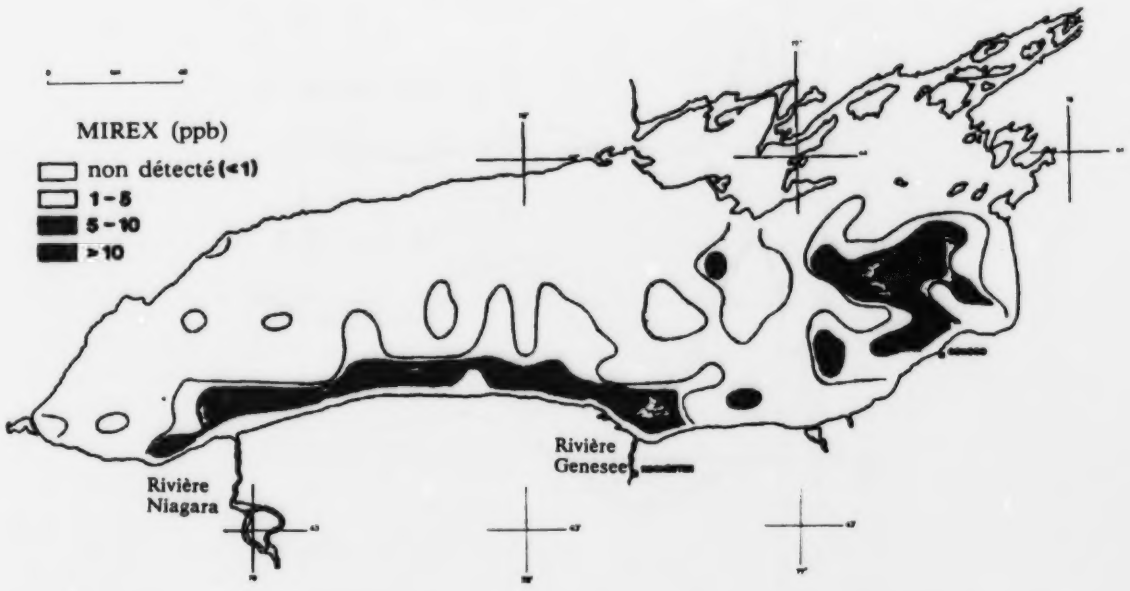


Figure 4.6 Distribution du mirex dans les sédiments du lac Ontario (tirée de Thomas, 1983).

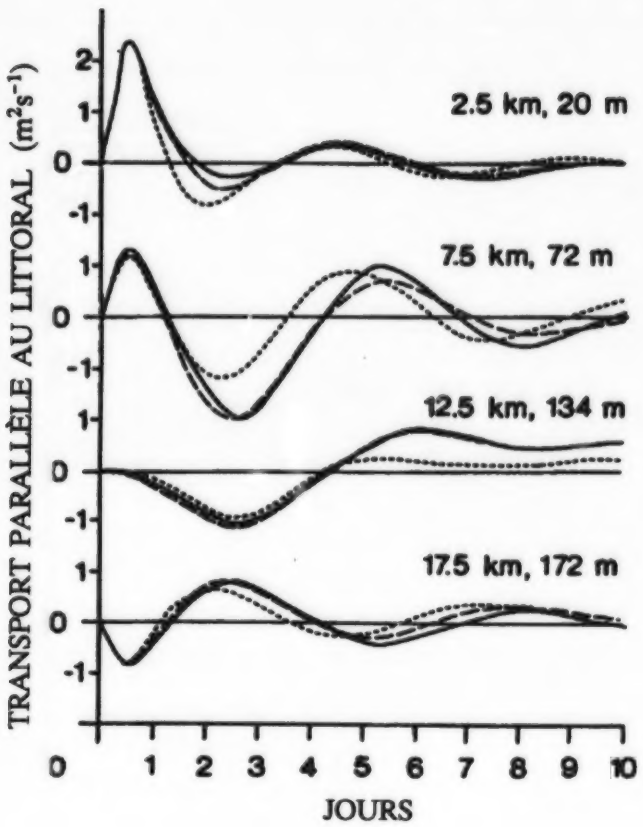


Figure 4.7 Réponse des courants intégrés verticalement à une impulsion de vent de 12 h de 10^{-1} Nm^{-2} en fonction de la distance de la rive et de la profondeur, dans un bassin circulaire. Lignes continues : solutions exactes; lignes tiretées : modèle à surface libre avec une grille de maille de 5 km; lignes pointillées : modèle à couvercle rigide avec une grille de maille de 5 km.

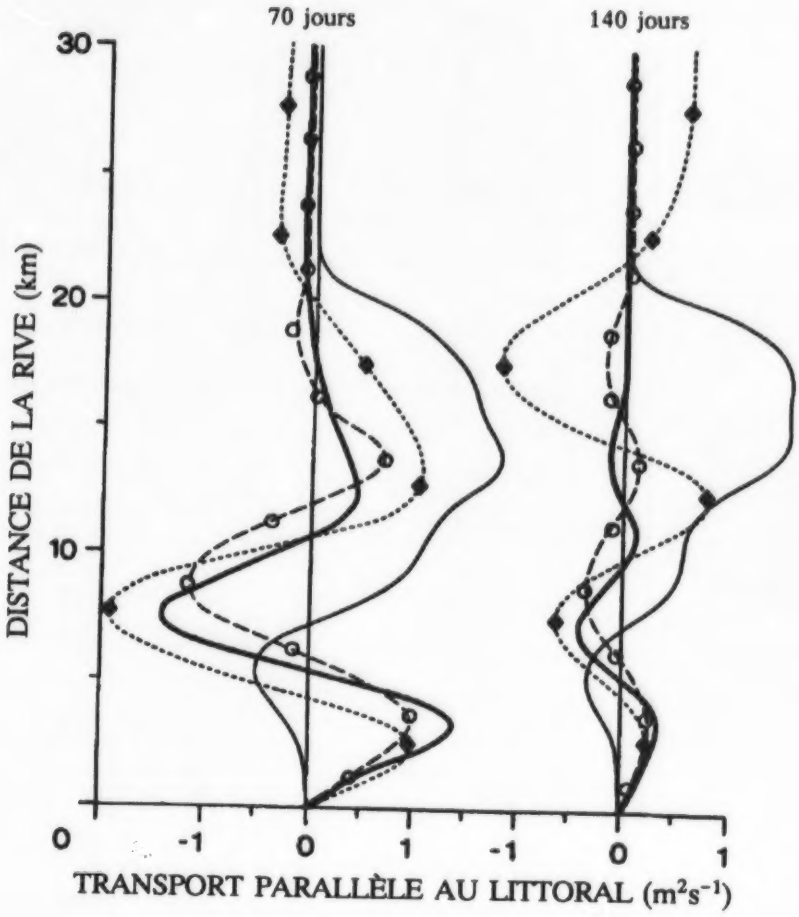


Figure 4.8 Moyennes à long terme des courants intégrés verticalement dans un bassin circulaire pour des vents observés sur le lac Ontario, du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983. Lignes continues grasses : solutions exactes; carrés : modèle à surface libre avec une grille de maille de 5 km; cercles : modèle à couvercle rigide avec une grille de maille de 2.5 km; lignes continues fines : tourbillon circulaire de second ordre.

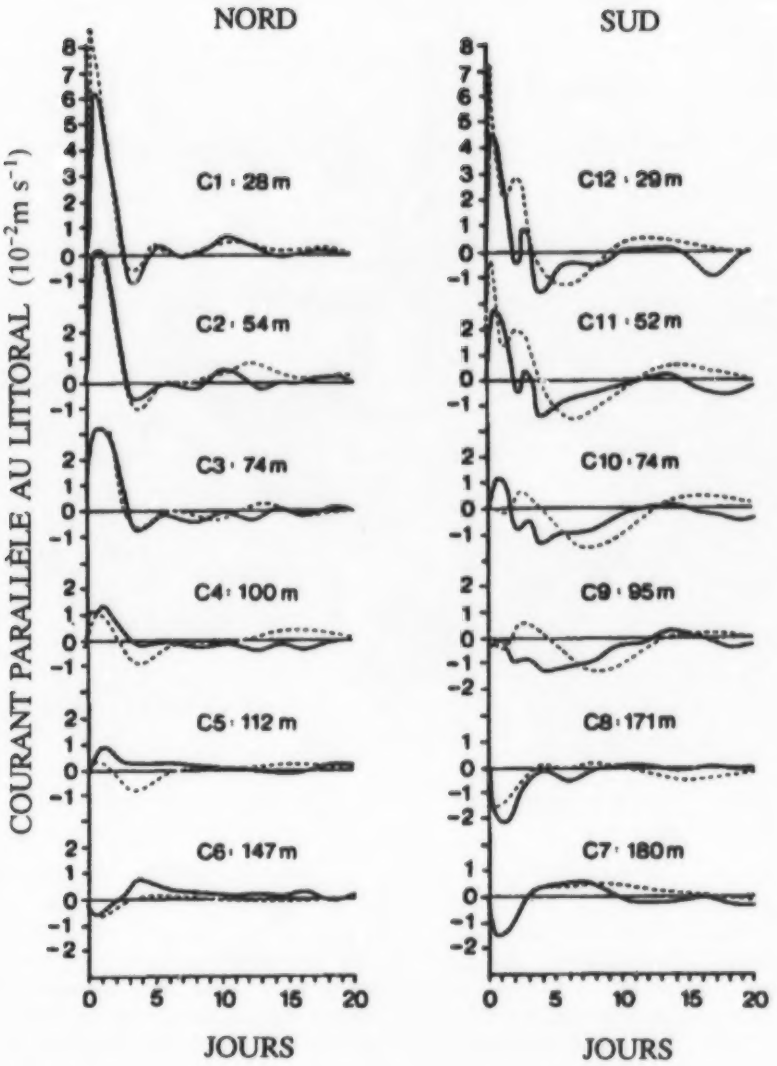


Figure 4.9 Réponse des courants parallèles au littoral (moyenne verticale) à une impulsion de vent de 12 h de 10^{-1} Nm^{-2} à des stations du réseau transversal de la figure 1. Les courbes continues représentent les résultats empiriques, les courbes tiretées les résultats des modèles.

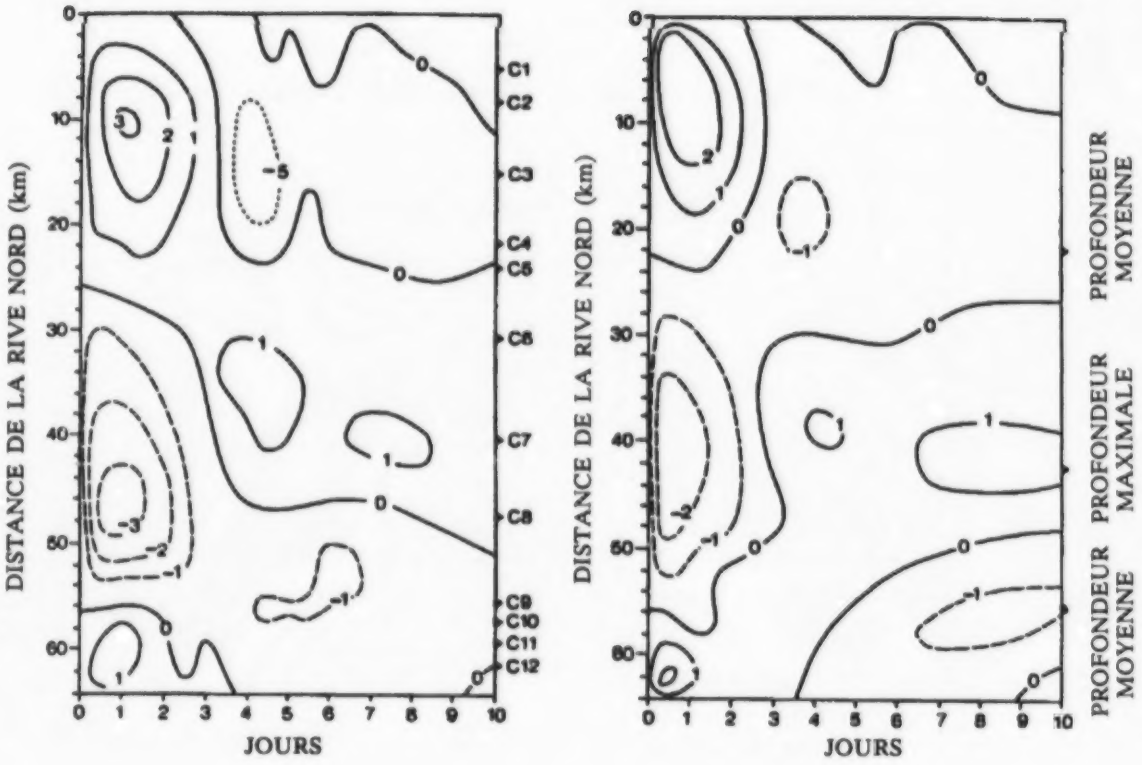


Figure 4.10 Distribution en travers du lac des courants intégrés verticalement (m^2 s^{-1}) correspondant à la figure 4.9. Gauche : résultats empiriques; droite : résultats des modèles.

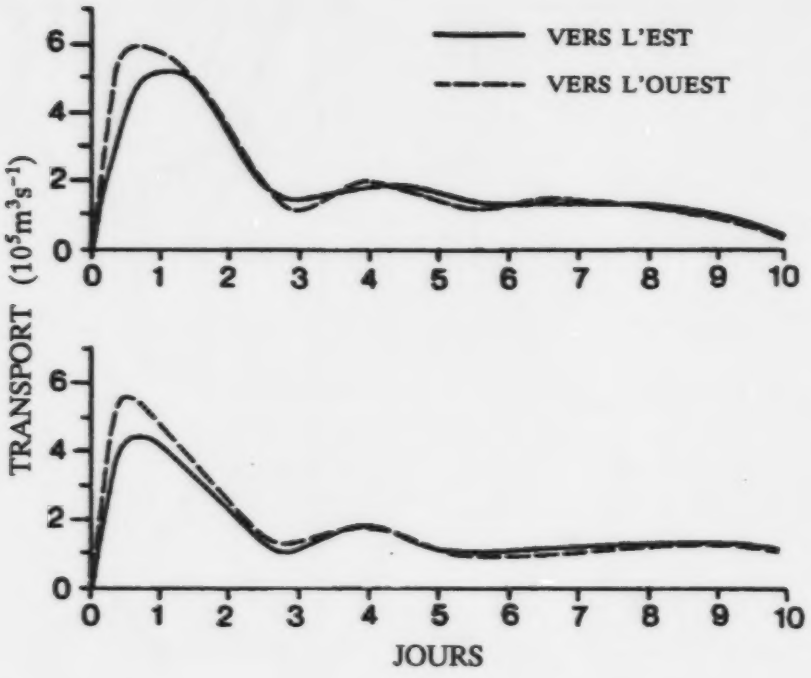


Figure 4.11 Transports totaux vers l'est et vers l'ouest correspondant aux cartes de la figure 4.10. Diagramme supérieur : résultats empiriques; diagramme inférieur : résultats des modèles.

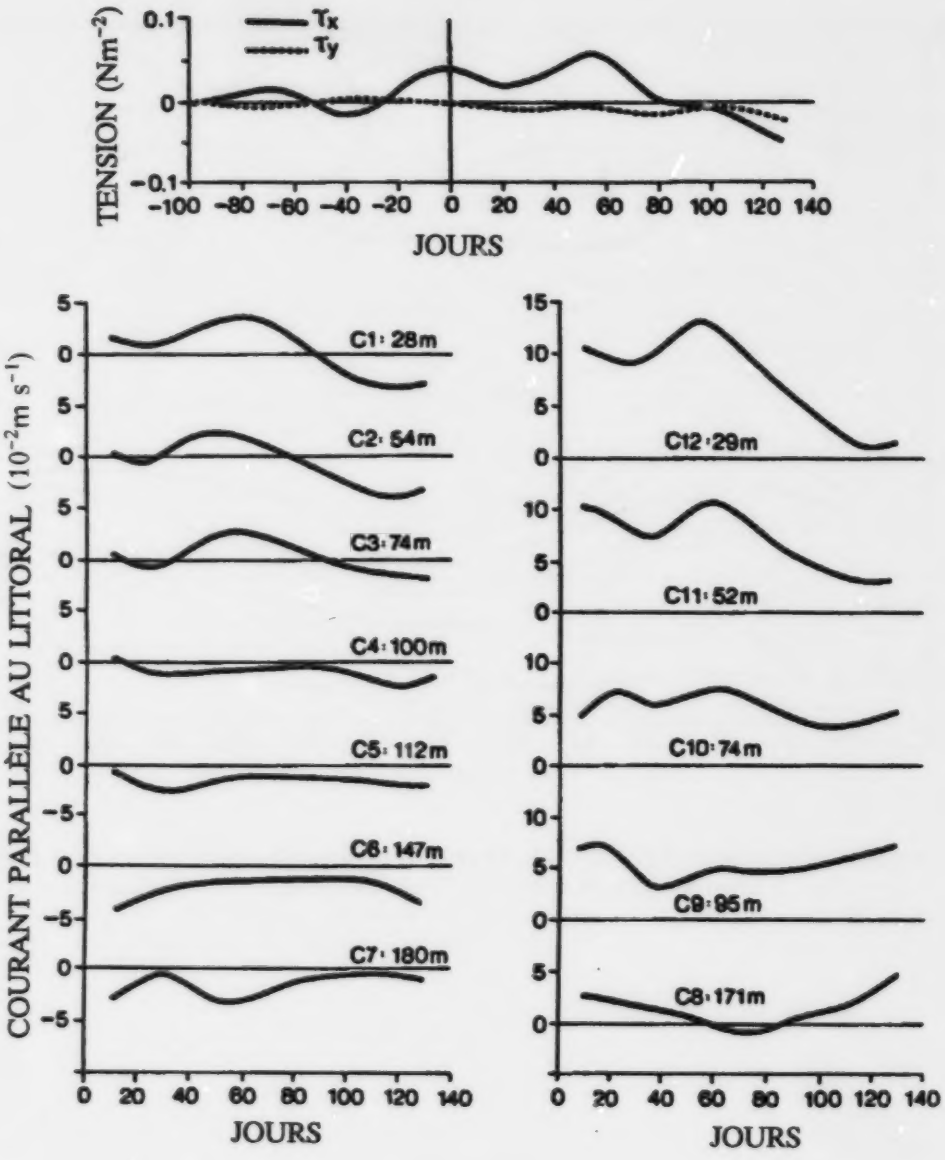


Figure 4.12 Variations à basse fréquence de la tension du vent parallèle (τ_x) et perpendiculaire à la rive (τ_y), et moyenne à la verticale des courants parallèles au littoral observés dans la section transversale de la figure 1, du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983.

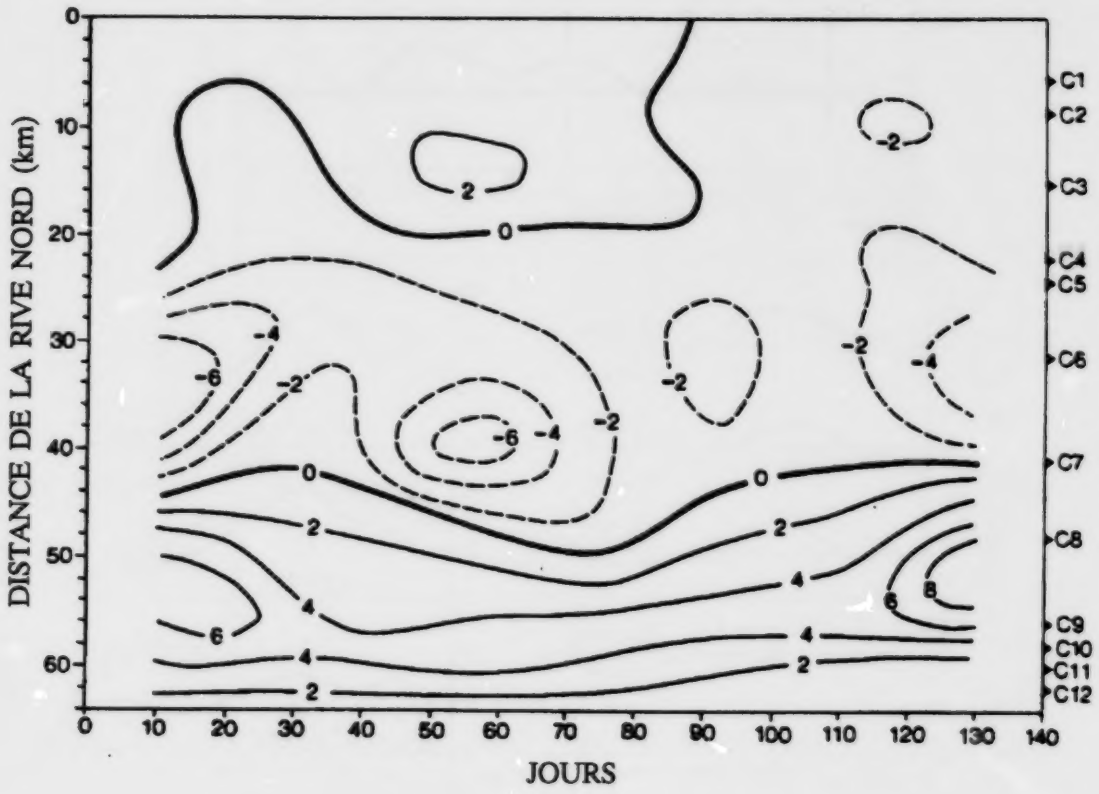


Figure 4.13 Distribution en travers du lac des courants intégrés verticalement (m^2s^{-1}) correspondant à la figure 4.12.

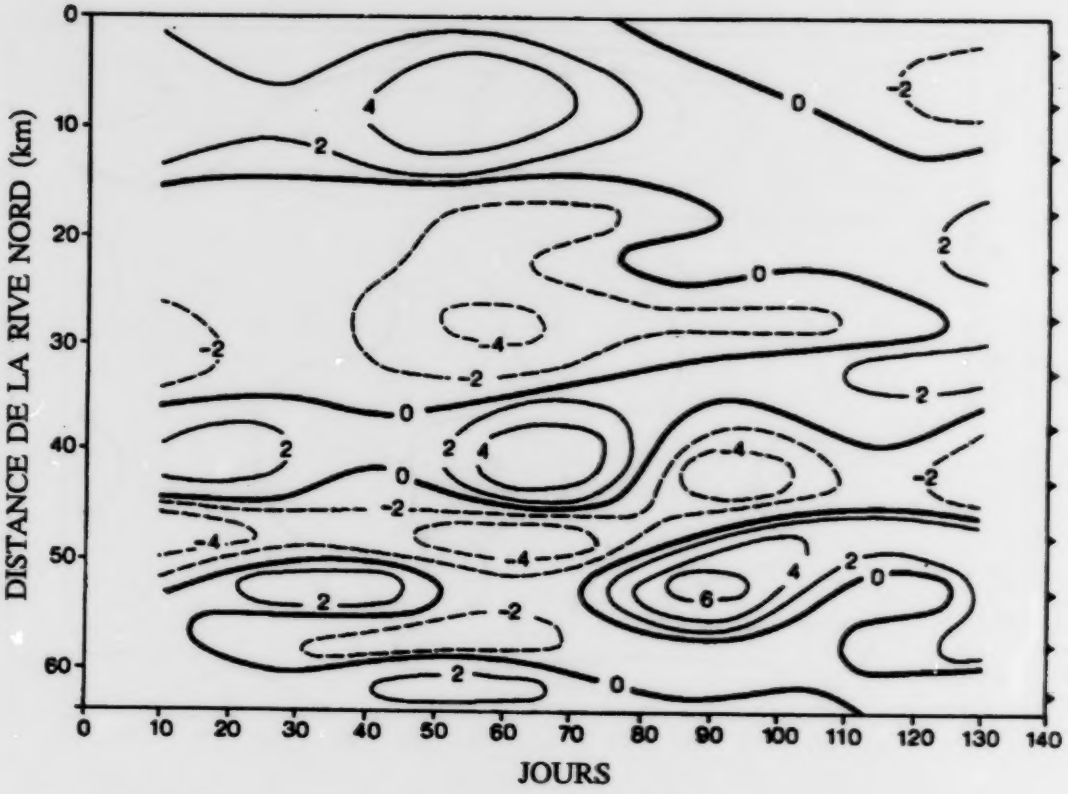


Figure 4.14 Distribution en travers du lac des variations à basse fréquence des courants intégrés verticalement ($m^2 s^{-1}$), calculée par un modèle à surface libre linéaire comportant une grille de maille de 5 km.

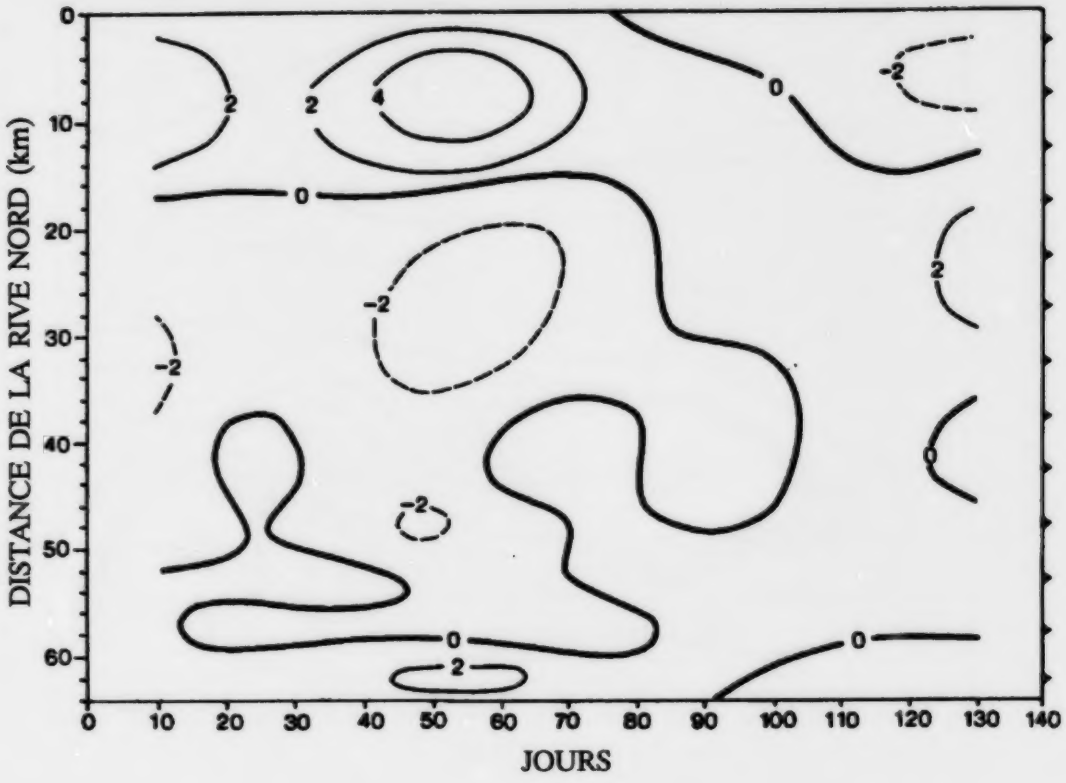


Figure 4.15 Identique à la figure 4.14, sauf qu'il s'agit d'un modèle linéaire avec un coefficient de dispersion horizontale de la quantité de mouvement de 25 $m^2 s^{-1}$.

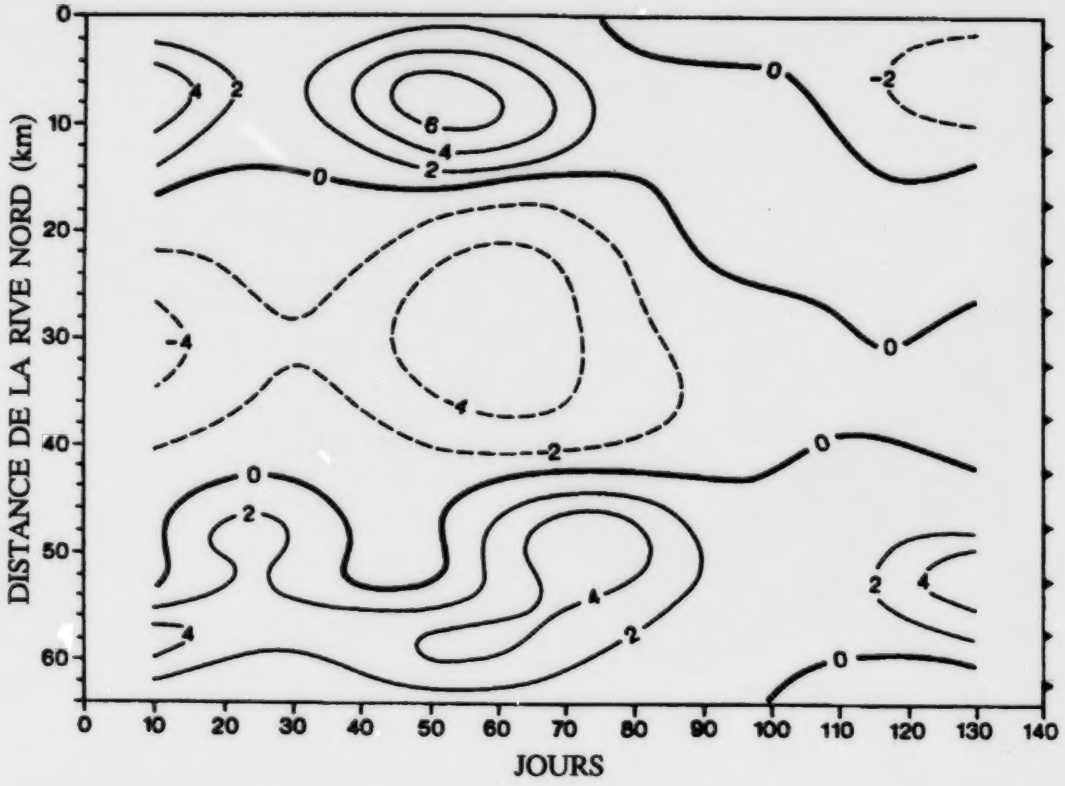


Figure 4.16 Identique à la figure 4.15, sauf qu'il s'agit d'un modèle non linéaire avec un coefficient de dispersion de 25 $m^2 s^{-1}$.

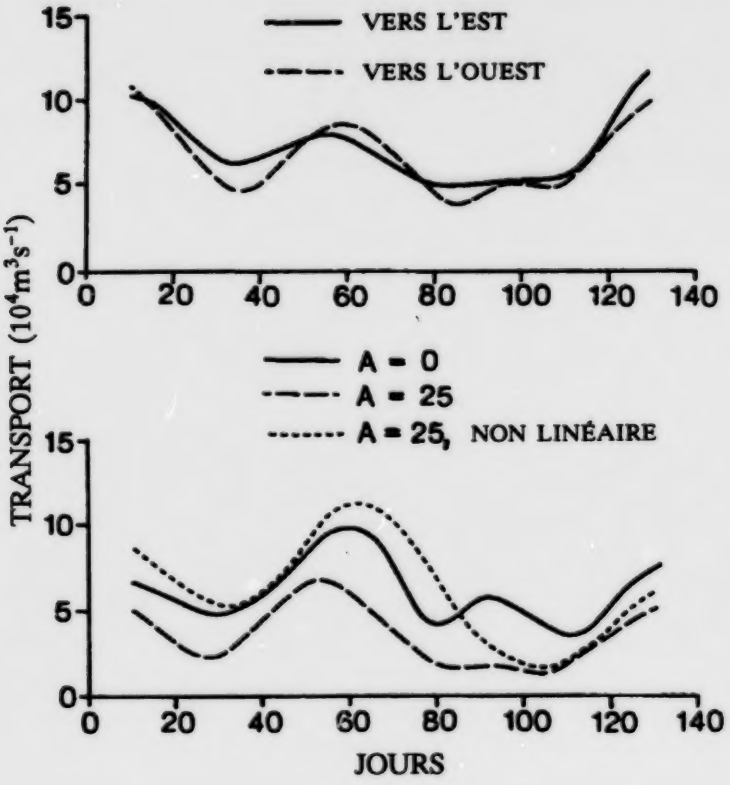


Figure 4.17 Diagramme supérieur : transports totaux vers l'est (lignes continues) et vers l'ouest (lignes tiretées) correspondant à la figure 4.12. Diagramme inférieur : transports totaux vers l'est correspondant à la figure 4.14 (lignes continues), à la figure 4.15 (lignes tiretées) et à la figure 4.16 (lignes pointillées).

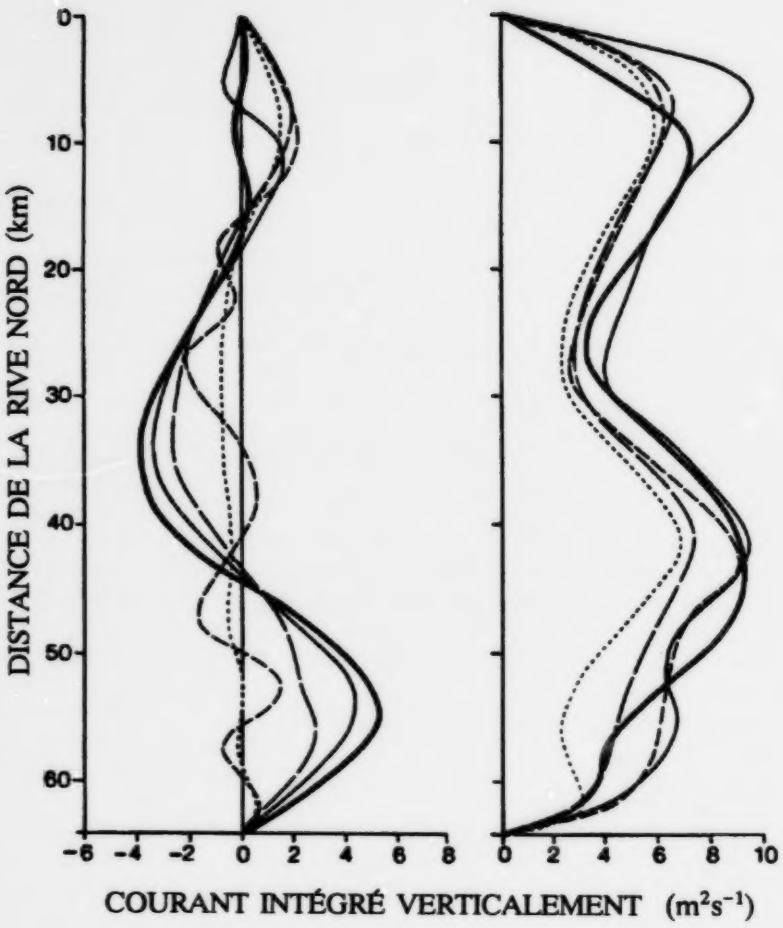


Figure 4.18 Moyennes à long terme (gauche) et écarts types dans le temps (droite) de courants intégrés verticalement dans la section transversale de la figure 1, du 4 novembre 1982 au 23 mars 1983. Lignes continues grasses : données observées; lignes tiretées : modèle à surface libre sans diffusion; lignes pointillées : modèle de surface libre avec un coefficient de diffusion horizontale de 25 m^2s^{-1}; lignes à tirets longs : modèle à surface libre non linéaire avec diffusion; lignes continues fines : modèle à couvercle rigide non linéaire avec une grille de maille de 2.5 km et une diffusion de 5 m^2s^{-1}.

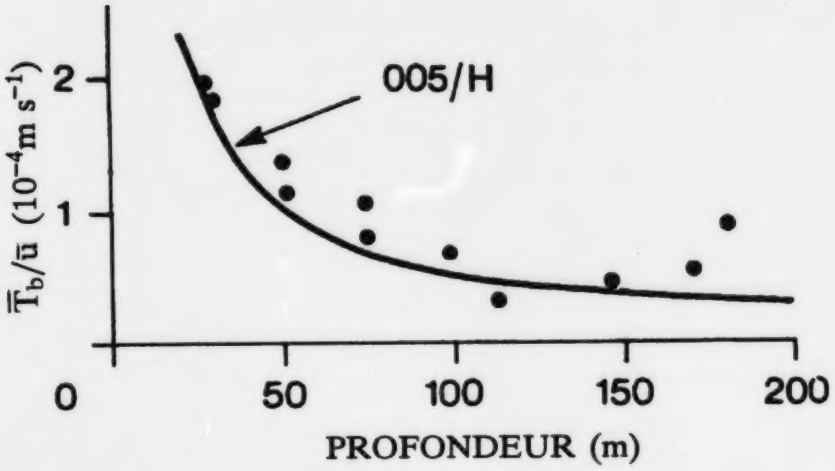


Figure 4.19 Moyennes à long terme de la tension de fond non linéaire divisées par la moyenne à long terme des courants relevés par des courantomètres dans la section transversale de la figure 1.

Étude d'hiver : rive nord

5.1 Introduction

Dans un document antérieur (Simons, 1983), ci-après désigné par l'abréviation RTR, on soutient que les fluctuations de courant observées dans des eaux littorales homogènes ne peuvent en général être expliquées ni par un équilibre entre les tensions locales du vent et du fond ni par des modèles d'ondes topographiques libres. Comme dans le problème bien connu des soulèvements de tempête, la réponse au vent des courants littoraux a été définie par une combinaison d'une réponse directement forcée et d'une réponse libre qui entrent en résonance à des fréquences forcées correspondant aux solutions de mode normal. À partir d'observations recueillies dans le lac Ontario, on a aussi montré que, pour des profondeurs de moins de 100 m, les ondes topographiques sont rapidement amorties par le frottement de fond et, de ce fait, doivent être continuellement renforcées par de nouvelles impulsions de vent.

L'étude ci-dessus s'appuyait fortement sur des modèles numériques de plate-formes et de bassins en rotation et, dans une moindre mesure, sur des observations des vents et des courants. La base de données restreinte, utilisable dans cette étude, n'a pas permis de vérifier certains résultats cruciaux des modèles tels que la vitesse de propagation des ondes le long du littoral et les variations littorales de l'amplitude et de la fréquence de résonance de la réponse des courants. Les mesures plus complètes réalisées en 1982-1983 permettent de vérifier la validité des premières conclusions.

Dans le premier document, on a également montré que les observations disponibles sur les courants pouvaient être simulées de façon adéquate par des modèles dynamiques. L'analyse et la vérification des résultats des modèles dans le domaine fréquenciel étaient fondées sur la réponse des courants observés et calculés à une poussée périodique du vent. Les calculs dans le domaine temporel ont été effectués par convolution des fonctions de réponse à la tension et aux impulsions du vent provenant de modèles numériques bidimentionnels. Naturellement, des modèles de transfert linéaire dans le temps peuvent aussi être évalués directement à partir d'observations des vents et des courants. De tels modèles empiriques des courants littoraux sont brièvement examinés dans la dernière partie du présent chapitre.

5.2 Analyse de séries chronologiques

La présente analyse porte sur le réseau littoral et la partie septentrionale du réseau situé au large. La distance entre les stations et les profondeurs de mesure sont présentées au tableau 1. Les données sur les vents sont tirées des observations météorologiques courantes

recueillies à l'aéroport de l'île de Toronto qui est situé légèrement à l'ouest de la station du courantomètre A7. La tension est calculée de la façon habituelle avec un coefficient de frottement linéaire allant de 1.2×10^{-3} pour les vitesses de vent inférieures à 10 m s^{-1} à 2.4×10^{-3} pour les vitesses de 20 m s^{-1} et plus.

Les spectres d'énergie des courants ont permis de montrer que les variations aux basses fréquences dans toutes les stations étaient conformes à la bathymétrie locale. D'après des expériences effectuées sur modèles, on sait en outre que les variations de courant le long de la rive nord du lac Ontario sont principalement dues à la composante du vent longeant la rive. Par conséquent, il sera question dans l'analyse suivante des composantes parallèles au littoral de la tension du vent et des courants.

On peut directement obtenir une indication des effets des ondes topographiques sur la réponse des courants littoraux au vent en établissant des corrélations entre la tension du vent et des mesures courantométriques décalées dans le temps. La figure 5.1 montre des courbes de covariance croisée entre la tension du vent enregistrée dans l'île de Toronto et toutes les observations de courant effectuées dans la zone littorale en fonction du décalage dans le temps. Les lignes continues représentent les mesures en surface, les lignes tiretées, les courants de fond. Les inversions de courant dues à l'activité ondulatoire sont indiquées par les corrélations négatives qui apparaissent de trois à cinq jours après le passage du vent. Comme prévu, la réponse initiale que le vent exerce directement à la tension en surface est considérablement plus grande à la surface qu'au fond; cependant, la réponse libre ultérieure est essentiellement uniforme à la verticale. Contrairement aux covariances croisées, les corrélations croisées maximales sont les mêmes pour les courants de surface et les courants de fond étant donné que les écarts types des courants augmentent vers la surface.

Le décalage dans le temps pour lequel la corrélation est maximale augmente de la première à la dernière station littorale, c'est-à-dire dans la direction de propagation des ondes de plate-forme. Comme on l'indique dans RTR (section 5), il y a une telle variation littorale du déphasage entre la réponse et la poussée parce qu'un vent uniforme soufflant au-dessus d'un bassin fermé équivaut à une configuration de vent ondulatoire au-dessus d'une plate-forme droite. Une tendance littorale est beaucoup plus manifeste là où ses fonctions de corrélation coupent l'axe de temps. Cela traduit l'augmentation vers l'ouest de la période d'onde dominante le long de cette rive comme le révèlent les courbes de dispersion des ondes de plate-forme (RTR, figure 9) et le confirment les données spectrales suivantes. Cependant, comme le souligne un analyste, un effet semblable serait produit par la propagation d'ondes sur une plate-forme uniforme. Bien qu'il faille en tenir compte, la vitesse correspondante des ondes de 35 km/jour serait probablement inférieure à la valeur réelle.

La vitesse de phase des ondes de plate-forme peut être déterminée à partir de corrélations décalées entre certaines stations. Des calculs semblables ont été effectués pour la plate-forme de l'Oregon par Kundu et Allen (1976) et pour le lac Ontario par Clarke (1977) et Marmorino (1979). Les résultats confirment que les décalages dans le temps d'une corrélation maximale entre des stations consécutives sont dans tous les cas représentatifs d'une propagation d'onde vers l'ouest. Le décalage total entre la première et la dernière station est d'environ 20 h, ce qui équivaut à une vitesse des ondes de 110 km/jour. La vitesse varie de plus de 200 km/jour, pour les stations centrales, à aussi peu que 60 km/jour pour les stations situées à l'ouest. On peut s'attendre à observer une telle variation dans les courbes susmentionnées de dispersion des ondes de plate-forme, mais il ne faudrait pas oublier (RTR, figure 6) que la vitesse de phase apparente dans des conditions de poussées périodiques peut être considérablement modifiée par le frottement.

5.3 Analyse spectrale

Pour effectuer une analyse détaillée de la relation entre le vent et les courants, on peut recourir à des calculs dans le domaine fréquenciel. Il est particulièrement intéressant de considérer la fonction de transfert spectrale qui représente la réponse du courant à une excitation périodique par le vent. La fonction de réponse spectrale est la transformée de Fourier de la réponse à une impulsion dans le domaine temporel (p. ex. Blackman et Tukey, 1958). Cette dernière est couramment utilisée dans la prévision des soulèvements de tempête (p. ex. Schwab, 1979). La fonction de réponse spectrale comporte une amplitude et une phase. L'amplitude est la partie cohérente de la racine carrée du rapport de l'énergie spectrale des courants à celle du vent. Les unités sont celles du courant (ms^{-1}) divisé par la tension du vent ($N\ m^{-2}$). La phase découle de l'interspectre et est convertie en retard du courant sur le vent, exprimé en unités de la période de poussée.

Les spectres d'énergie et les interspectres sont établis par la méthode des covariances décalées, le retard maximal étant de 28 jours ou le cinquième de la durée totale d'enregistrement de 140 jours. Les estimations spectrales ont été obtenues pour des périodes égales à des fractions de 56 jours et lissées par Hanning. Des spectres de rotation calculés montrent que les oscillations de courant près de la rive sont essentiellement rectilignes et orientées le long des isobathes locales. Comme il a été mentionné, les interspectres entre le vent et les courants se fondent sur les composantes littorales étant donné que la composante du vent perpendiculaire à la rive a des effets moindres sur les courants de la zone littorale.

Comme il découle de la figure 5.1, les spectres des courantomètres révèlent des variations régulières et systématiques d'une station à l'autre. Il suffira, par conséquent, de limiter la présentation des résultats à quelques illustrations. La partie de gauche de la figure 5.2 montre les fonctions de réponse spectrales des

courants de surface aux stations situées au début, au milieu et à la fin du réseau littoral. La partie de droite de la figure 5.2 présente les résultats correspondants des trois premières stations perpendiculaires à la rive, y compris la station située à l'intersection entre les réseaux littoral et transversal ($C_2 = A_3$). Des cohérences apparaissent dans la partie supérieure de la figure 5.2. Les amplitudes des courants de fond (non indiquées) sont environ trois fois moins importantes que celles de la surface, comme pouvait le laisser prévoir la figure 5.1. La réduction de l'amplitude entre la surface et le fond semble tout à fait indépendante de la fréquence.

Les observations de la figure 5.2 peuvent être comparées aux résultats des modèles présentés dans RTR. Les amplitudes et les retards de phase confirment la dépendance caractéristique de la réponse topographique résonante sur la fréquence en présence de frottement de fond. En l'absence de ces effets topographiques, les amplitudes augmenteraient de façon plus uniforme en fonction de la période et les retards de phase varieraient beaucoup plus lentement en fonction de la fréquence (p. ex. RTR, figure 15). De plus, les spectres confirment certains résultats de modèles qui n'ont pu être vérifiés dans l'étude précédente à cause de la rareté des données. D'abord, la variation littorale du retard de phase dénote clairement la présence d'ondes topographiques. Deuxièmement, on s'attendait que les variations topographiques littorales et les courbes associées de dispersion des ondes de plate-forme (RTR, figure 9) causeraient un déplacement graduel de la fréquence de résonance le long de la rive nord du lac Ontario comme l'indiquent les covariances croisées de la figure 5.1 et le confirment amplement les données spectrales de la figure 5.2. Enfin, des calculs numériques s'appliquant à un bassin circulaire (RTR, figure 6) ont indiqué un déplacement anti-horaire de la réponse de courant maximale par rapport à la composante littorale maximale du vent. Ce déplacement pourrait expliquer les variations littorales d'amplitude des fonctions de réponse présentées à la figure 5.2.

Quelques mises en garde s'imposent à cette étape. Des résultats de calculs sur modèle (RTR, figure 3) indiquent que les variations littorales des fréquences de résonance dues aux variations littorales de la profondeur sont plus petites que prévu si l'on se fonde sur les courbes de dispersion des ondes locales. Cet effet de lissage se manifeste dans la moitié orientale du réseau littoral (stations A1 à A4), mais pas dans la moitié occidentale (stations A4 à A7). De plus, les variations littorales d'amplitude calculées par le même modèle ne correspondent pas à celles des présentes observations. Cet effet des variations littorales de la profondeur se manifeste peut-être par le déplacement anti-horaire susmentionné du courant maximal ou par des variations de distance au large. Quoi qu'il en soit, les résultats produits par un modèle numérique bidimensionnel du lac Ontario révèlent les mêmes variations littorales d'amplitude que dans les courants observés.

5.4 Modèles empiriques

Bien qu'une analyse spectrale des observations puisse permettre de mieux comprendre la dynamique de la zone littorale, le problème le plus concret de la modélisation des courants littoraux doit être traité dans le domaine temporel. Ceci dit, on ne peut simuler adéquatement les courants en se basant sur un équilibre local entre la tension du vent et la tension du fond, mais il faut tenir compte de la propagation des ondes topographiques et, de ce fait, de la poussée du vent à des endroits éloignés. Par conséquent, le modèle doit en principe couvrir tout le bassin ou toute la zone de la plate-forme. Pour une analyse récente de la réponse topographique au vent à la grandeur d'un bassin, voir Schwab (1983). Si toutefois le système est linéaire, il est toujours possible de calculer des fonctions de réponse à l'impulsion pour l'emplacement à l'étude. Le courant local est alors calculé par convolution de la réponse à l'impulsion à partir des données chronologiques sur le vent à une ou plusieurs stations.

Dans le document précédent (Simons, 1983), des fonctions de réponse à une impulsion ont été calculées au moyen d'un modèle numérique bidimensionnel du lac Ontario. On a supposé non seulement que le modèle était linéaire mais aussi que la poussée du vent s'exerçait à une échelle plus grande que la dimension du lac de sorte qu'elle soit à peu près uniforme dans l'espace. Il est clair que, si on pose ces hypothèses et qu'on dispose de mesures locales du vent et du courant, on peut aussi obtenir directement la réponse à une impulsion à partir de ces observations. Tout comme les fonctions de transfert spectrales correspondantes, les fonctions de réponse empiriques dans le domaine temporel renseignent beaucoup sur le comportement caractéristique du système et constituent ainsi un instrument utile pour la vérification des modèles dynamiques. Elles peuvent aussi, bien entendu, être utilisées dans le but pratique de modéliser des courants et permettre ainsi d'éliminer le besoin d'élaborer des modèles numériques.

La réponse à une impulsion dans le temps est la transformée de Fourier de la fonction de réponse en fréquence et vice-versa (p. ex. Blackman et Tukey, 1958). Étant donné que cette dernière est déjà connue, la première peut facilement être obtenue. Les présentes données spectrales ont été calculées à des intervalles de fréquence de 1/56 cpd, le nombre total des estimations de la fréquence étant de $28/\Delta t$ où Δt est l'intervalle des données en jours. La transformée de Fourier correspondante comporte deux fois plus de valeurs discrètes dans le temps et couvre 56 jours. Dans la pratique, on peut tronquer considérablement cette fonction de réponse à une impulsion. La longueur optimale peut être estimée en tronquant la fonction en différents points, en réalisant une convolution du résultat avec l'enregistrement du vent et en comparant le courant calculé avec les enregistrements des courantomètres. Cette méthode a révélé que la variance de l'erreur ne diminue pas lorsque la fonction de réponse est prolongée au-delà de 20 jours. Les variances correspondantes des erreurs exprimées, en pourcentage des variances des courants observés sont présentées au tableau 5.1.

Tableau 5.1. Variance de l'erreur en pourcentage de la variance du courant observé pour (a) une réponse à une impulsion obtenue de la réponse spectrale et (b) une réponse à une impulsion obtenue par la méthode des moindres carrés

	Station										
Profondeur	A1	A2	A3	A4	A5	A6	A7	C1	C2	C3	C4
12 m (a)	25		22	22			23	23	22	24	50
(b)	23		21	21			21	21	21	23	45
50 m (a)	30	21		22	25	26	26				
(b)	27	20		21	23	24	23				

La réponse à une impulsion peut aussi être obtenue directement à partir de séries chronologiques de vents et de courants observés en solutionnant le système d'équations résultant de la convolution de la fonction de réponse à une impulsion inconnue avec les données chronologiques sur le vent pour chaque point de l'enregistrement produit par un courantomètre. Pour que les estimations soient fiables, il faudrait que les enregistrements portent sur des périodes beaucoup plus longues que la fonction de réponse de sorte que le système d'équations doit être résolu par la méthode des moindres carrés. On peut se procurer un certain nombre d'algorithmes de ce genre dans des bibliothèques informatiques ordinaires. Les résultats pour la présente série de données sont présentés au tableau 5.1. Schwab (1979) a utilisé cette méthode pour obtenir un modèle empirique de prévision des soulèvements de tempête, et les résultats se sont révélés comparables à ceux obtenus par des modèles hydrodynamiques.

Pour illustrer les présents résultats, la figure 5.3 compare les courants observés et calculés aux stations de la figure 5.2. Les données ont été lissées au moyen d'un filtre passe-bas, la réponse en amplitude diminuant de un à zéro entre 24 h et 18 h. Le modèle empirique utilisé pour ces calculs a été établi par la méthode des moindres carrés avec un espacement des données de 12 h. Comme l'indique le tableau 5.1, les variances de l'erreur à ces stations varient entre 21 % et 23 %. Il est évident que les erreurs ont tendance à être corrélées pour l'ensemble des stations. Il en ressort que l'inexactitude des estimations de la tension du vent est la principale cause de discordance entre les données observées et simulées sur les courants. Il faut noter que, même si les courants le long de la rive nord de l'Ontario sont principalement dus à des impulsions de vent parallèles au littoral, certains effets des composantes perpendiculaires du vent se manifesteront parce que le lac est un bassin fermé.

L'algorithme des moindres carrés peut aussi servir à calculer simultanément les réponses aux impulsions des deux composantes du vent. Ce calcul peut réduire jusqu'à un tiers l'erreur quadratique moyenne, mais les résultats ne peuvent pas être généralisés étant donné qu'ils sont complètement déterminés par la forme du bassin.

Comme les fonctions de réponse dérivées des spectres de données ont été tronquées et que la méthode des moindres carrés a été appliquée sans tenir compte des spectres, les transformées de fréquence de ces fonctions de réponse à une impulsion ne sont pas nécessairement les mêmes que les fonctions de réponse en fréquence obtenues des spectres de données (figure 5.2). Pour illustrer la cohérence des divers calculs, on compare à la figure 5.4 les résultats de la station A3. La ligne continue est la réponse en fréquence initiale qui est représentée par la ligne continue dans la partie droite de la figure 5.2. Les deux autres courbes sont les transformées de Fourier des fonctions de réponse à une impulsion empiriques obtenues par les deux méthodes décrites ci-dessus, la ligne tiretée correspondant à la première méthode, la ligne pointillée à la seconde. Les modèles empiriques ont tendance à sous-estimer le transfert d'énergie pour les périodes de six à sept jours et à surestimer l'énergie à basse fréquence.

La fonction de réponse à une impulsion est un exemple de modèle de transfert linéaire dans le domaine temporel de catégorie générale. Pour en connaître davantage sur d'autres modèles de ce type, on se reportera à Box et Jenkins (1970, chap. 10). Ces modèles sont disponibles dans les bibliothèques informatiques courantes et ils ont en outre été utilisés pour prévoir des soulèvements de tempête (Budgell et El-Shaaravi, 1979). Des expériences de ce genre ont été réalisées dans le cas présent et ont indiqué qu'il était préférable d'utiliser ces modèles dans la prévision en une étape unique lorsqu'on dispose de données historiques sur le courant et le vent. Dans la pratique, cependant, cela est d'un intérêt moindre. Si les modèles de Box-Jenkins sont reformulés en fonction de données historiques sur le vent seulement, on peut obtenir des fonctions de réponse à une impulsion très semblables à celles dont il a été question ci-dessus.

5.5 Résumé et conclusions

Dans un document antérieur (Simons, 1983), les résultats de modèles hydrodynamiques et une série de données limitées ont été analysés pour évaluer les effets de la propagation des ondes topographiques sur les courants dus au vent dans des eaux littorales homogènes. Dans ce chapitre, une série beaucoup plus complète de mesures effectuées au cours de l'hiver 1982-1983 le long de la rive nord du lac Ontario a été analysée. Les corrélations croisées avec retard et les fonctions de transfert spectrales entre vents et courants sont en accord avec le mécanisme de la réponse des ondes topographiques résonantes, qui est affaiblie par le frottement de fond. Les variations littorales d'amplitude et de fréquence de résonance de la réponse du courant se sont révélées être le résultat de variations topographiques littorales déterminées à partir des courbes de dispersion des ondes de plate-forme.

Des modèles de fonctions de transfert empiriques entre le vent et les courants ont aussi été calculés dans le domaine temporel. Des fonctions de réponse à une impulsion ont été obtenues par transformation de Fourier des fonctions de réponse en fréquence et par ajustement aux moindres carrés des enregistrements de courant en fonction des données historiques sur le vent. Fondés sur la seule composante littorale du vent, ces modèles permettent d'expliquer environ 75 % de la variance des courants observés.

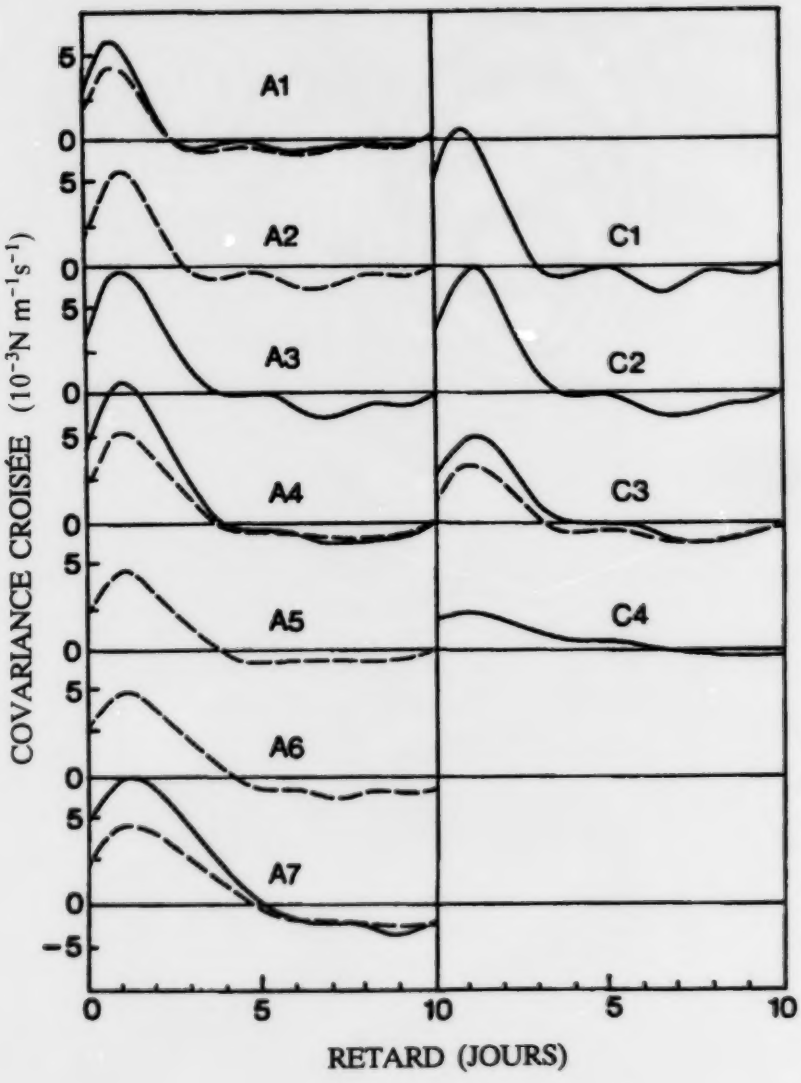


Figure 5.1 Covariances croisées avec décalage entre les composantes parallèles au littoral de la tension du vent et des courants.

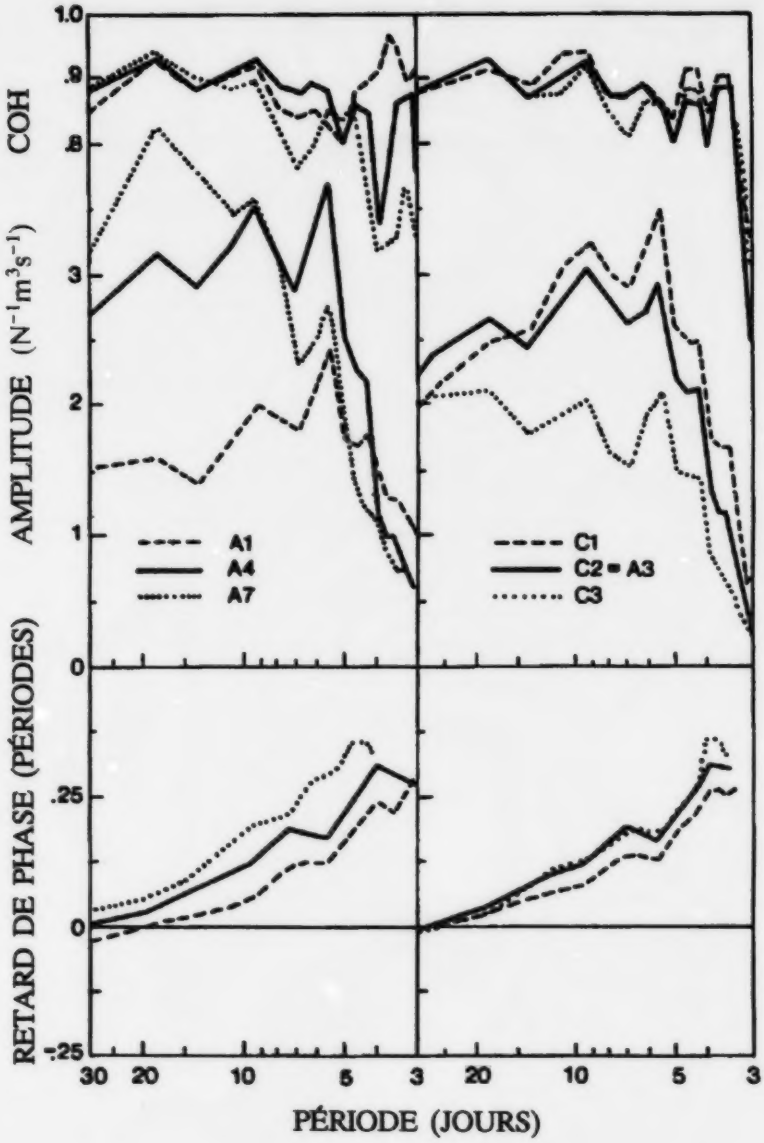


Figure 5.2 Amplitude et phase de la réponse en fréquence et cohérence entre la tension du vent et certains courants.

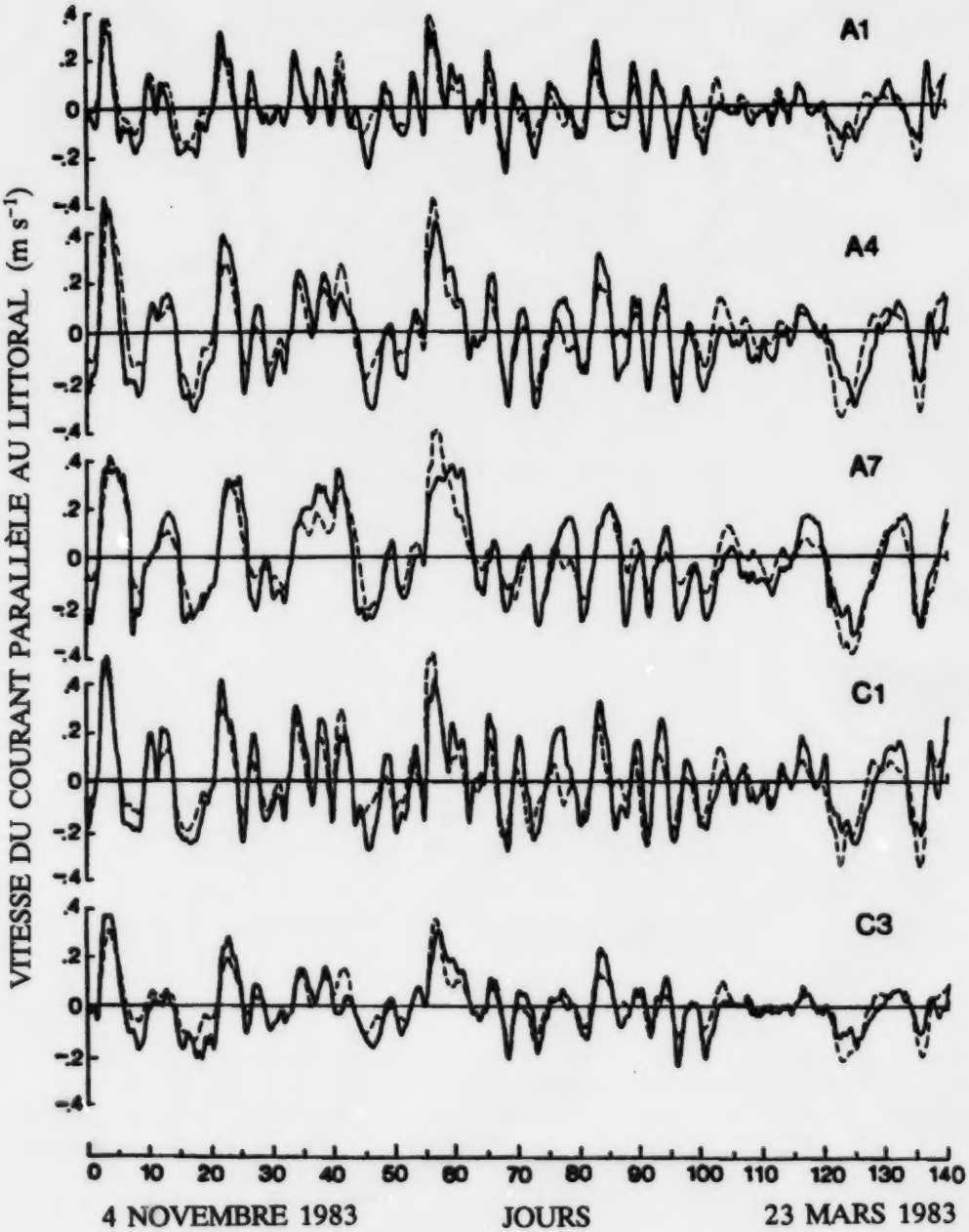


Figure 5.3 Courants de surface observés (lignes continues) et calculés (lignes tiretées), lissés par un filtre passe-bas.

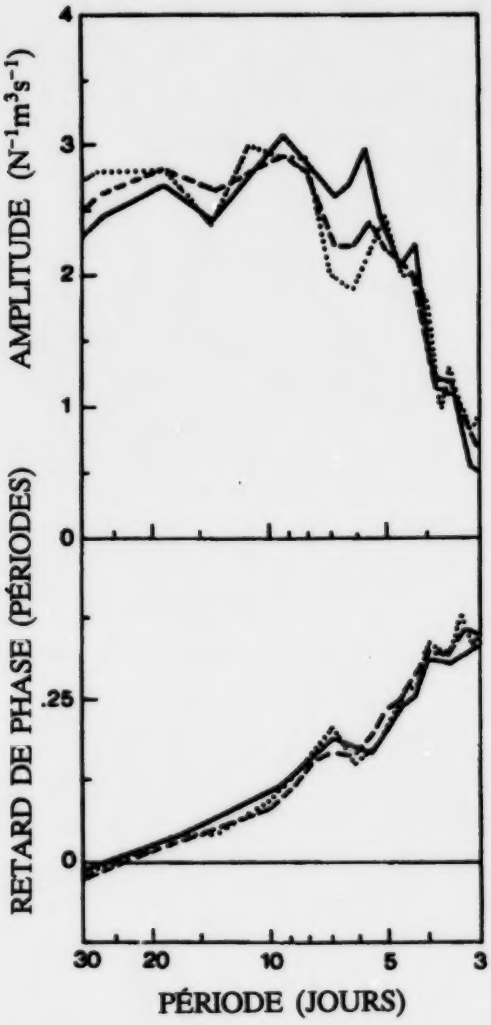


Figure 5.4 Amplitude et phase de la réponse en fréquence de la station courantométrique A3. Courbe continue : fondée sur les spectres de vents et de courants observés de la figure 5.2; lignes tiretées : transformée de Fourier de la réponse à une impulsion, tronquée, obtenue de spectres; lignes pointillées : transformée de Fourier de la réponse à une impulsion obtenue par ajustement aux moindres carrés.

Références

Allen, J.S. 1975. Coastal trapped waves in a stratified ocean. J. Phys. Oceanogr. 5: 300-325.

Allender, J.H. 1977. Comparison of model and observed currents in Lake Michigan. J. Phys. Oceanogr., 7:711-718.

Bennett, J.R. 1973. A theory of large-amplitude Kelvin waves. J. Phys. Oceanogr., 3:57-60.

_____ 1974. On the dynamics of wind-driven lake currents. J. Phys. Oceanogr. 4:400-414.

_____ 1977. A three-dimensional model of Lake Ontario's summer circulation. I. Comparison with observations. J. Phys. Oceanogr. 7:591-601.

_____ 1978. A three-dimentional model of Lake Ontario's summer circulation: II. A diagnostic study. J. Phys. Oceanogr., 8 1095-1103.

Bennett, J.R., et E.J. Lindstrom. 1977. A simple model of Lake Ontario's coastal boundary layer. J. Phys. Oceanogr., 7:620-625.

Birchfield, G.E. 1967. Horizontal transport in a rotating basin of parabolic depth profile. J. Geophys. Res., 72: 6155-6163.

_____ 1973. An Ekman model of coastal currents in a lake or shallow sea. J. Phys. Oceanogr., 3: 419-428.

Birchfield, G.E., et B.P. Hickie. 1977. The time-dependent response of a circular basin of variable depth to a wind stress. J. Phys. Oceanogr., 7: 691-701.

Blackman, R.B., et J.W. Tukey. 1958. The measurement of power spectra, Dover, New York, 190 p.

Box, G.E.P., et G.M. Jenkins. 1970. Time series analysis: Forecasting and control. Holden-Day, San Francisco, 575 p.

Budgell, W.P., et A. El-Shaarawi. 1979. Time series modelling of storm surges in a medium-sized lake. Dans Predictability and Modelling in Ocean Hydrodyn, éd. J.C.J. Nihoul, Elsevier Oceanogr. Ser. 25, 197-218.

Charney, J.G. 1955. The generation of oceanic currents by wind. J. Mar. Res., 14: 477-498.

Clarke, A.J. 1977. Observational and numerical evidence for wind-forced coastal trapped long waves. J. Phys. Oceanogr., 7:231-247.

Courant, R., K.O. Friedrichs,et H. Lewy. 1928. Über die Partiellen Differenzgleichungen der Mathematischen Physik, Math. Ann. 100: 32-74.

Csanady, G.T. 1968. Motions in a model Great Lake due to a suddenly imposed wind. J. Geophys. Res., 73:6435-6447.

_____ 1973. Transverse internal seiches in large oblong lakes and marginal seas. J. Phys. Oceanogr., 3:439-447.

_____ 1976. Topographic waves in Lake Ontario. J. Phys. Oceanogr. 6:93-103.

Csanady, G.T.,et J.T. Scott. 1974. Baroclinic coastal jets in Lake Ontario during IFYGL. J. Phys. Oceanogr., 4:524-541.

Donelan, M.A. 1977. A simple numerical model for wave and wind stress prediction. Rapport inédit de l'INRE, INRE, Burlington (Ont.), 21 p.

_____ 1978. On the fraction of wind momentum retained by waves. Proc. 10th Int. Liege Colloq. Ocean Hydrodyn., Elsevier, Amsterdam.

_____ 1982. The dependence of the aerodynamic drag coefficient on wave parameters. First International Conference on Meteorology and Air/Sea Interaction of the Coastal Zone, May 10-14, 1982; The Hague, Netherlands. Published by the American Meteorological Society, Boston, Mass. pp.398-404.

Gill, A.E., et A.J. Clarke. 1974. Wind-induced upwelling, coastal currents and sea-level changes. Deep-Sea Res., 21:325-345.

Gill, A.E., et E.H. Schumann. 1974. The generation of long shelf waves by the wind. J. Phys. Oceanogr., 4:83-90.

Groen, P., et G.W. Groves. 1962. Surges. The Sea, Vol. 1, éd. M.N. Hill, Interscience, New York:611-647.

Kundu, P.K., et J.S. Allen. 1976. Some three-dimensional characteristics of low frequency current fluctuations near the Oregon coast. J. Geophys. Res., 84:1206-1214.

Lilly, D.K. 1965. On the computational stability of numerical solutions of time-dependent non-linear geophysical fluid dynamic problems. Mon. Wea. Rev., 93:11-26.

Lindzen, R.S., et H.L. Kuo. 1969. A reliable method for the numerical integration of a large class of ordinary and partial differential equations. Mon Wea. Rev., 97:732-734.

Marmorino, G.O. 1979. Low-frequency current fluctuations in Lake Ontario, Winter 1972-1973. J. Geophys. Res., 84, 1206-1214.

Mortimer, C.H. 1963. Frontiers in physical limnology with particular reference to long waves in rotating basins. Univ. Michigan, Great Lakes Res. Div., Publ. 10:9-42.

Murthy, C.R., D.C.L. Lam, T.J. Simons, J. Jedrasik, K.C. Miners, J.A. Bull, W.M. Schertzer. 1984. Dynamics of the Niagara River plume in Lake Ontario. Institut national de recherche sur les eaux, Burlington (Ont.), Canada, Collection 84-87, 120 p.

Mysak, L.A. 1980. Recent advances in shelf wave dynamics. Rev. Geophys. Space Phys., 18:211-241.

Pickett, R.L. 1976. Lake Ontario circulation in November. Limnol. Oceanogr., 21:608-611.

Saylor, J.H., J.C.K. Huang, et R.O. Reid. 1980. Vortex modes in southern Lake Michigan. J. Phys. Oceanogr., 10:1814-1823.

Saylor, J.H., J.R. Bennett, F.M. Boyce, P.C. Liu, C.R. Murthy, R.L. Pickett, T.J. Simons. 1981. Water Movements. Dans IFYGL - The International Field Year for the Great Lakes, éd. E.J. Aubert et T.L. Richards. NOAA/GLERL, Ann Arbor, 11:247-324.

Schwab, D.J. 1978. Simulation and forecasting of Lake Erie storm surges. Mon. Wea. Rev., 106:1476-1487.

_____ 1979. Analytical and empirical response functions for storm surges on Lake Erie. Mar. Sci. Dir., Ottawa, Manuscript Rept. Ser. 53, 140-144.

_____ 1983. Numerical simulation of low-frequency current fluctuations in Lake Michigan. J. Phys. Oceanogr., 13: 2213-2224.

Schwab, D.J., J.R. Bennett, P. Liu, et M.A. Donelan. 1984. Application of a simple numerical wave prediction model to Lake Erie. J. Geophys. Res. Vol. 89, p. 3586-3592.

Simons, T.J. 1972. The nonlinear dynamics of cyclone waves. J. Atmos. Sci., 29:38-52.

_____ 1975. Verification of numerical models of Lake Ontario, II. Stratified circulations and temperature changes. J. Phys. Oceanogr., 6:372-378.

_____ 1975. Effective wind stress over the Great Lakes derived from long-term numerical model simulations. Atmosphere, 13: 169-179.

_____ 1976. Verification of numerical models of Lake Ontario, III. Long-term heat transports. J. Phys. Oceanogr., 6:372-378.

_____ 1980. Circulation models of lakes and inland seas. Can. Bull. Fish. Aquat. Sci. 203, Centre d'édition du gouvernment du Canada, Ottava, 146 p.

_____ 1981. Verification of seasonal stratification models. Inst. Meteorol. Oceanogr., Univ. of Utrecht, 16 p.

_____ 1983. Resonant topographic response of nearshore currents to wind forcing. J. Phys. Oceanogr., 13: 512-523.

Thomas, R.L. 1983. Lake Ontario sediments as indicators of the Niagara River as a primary source of contaminants. J. Great Lakes Res., 9:118-124.

Wang, D.P. 1975. Coastal trapped waves in a baroclinic ocean. J. Phys. Oceanogr., 5:326-333.

Welander, P. 1959. On the vertically integrated mass transport in the oceans. The atmosphere and sea in motion. Éd. B. Bolin, Rockefeller Inst. Press, p. 95-101.